Tese de

DOUTORADO

ESTUDO DE ASSIMETRIAS NA PRODUÇÃO DE $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$, $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ E $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ EM INTERAÇÕES PÍON – NUCLEÓN A 500 GeV/c

Carlos Javier Solano Salinas

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, dezembro de 1998.

Resumo

Usando dados do experimento de alvo fixo E791, do Fermilab, medimos pela *primeira vez* as assimetrias na produção de partícula anti-partícula para os híperons Λ°, Ξ^- e Ω^- em interações π^--núcleo a 500 GeV/c como funções de x_F e p_T^2 para os intervalos $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ e $0 \leq p_T^2 \leq 4$ $(GeV/c)^2$. Observamos evidência direta de uma assimetria básica, mesmo para $x_F = 0.0$, que pode ser devida à produção associada de partículas. Também observamos efeitos do tipo partícula liderante que são qualitativamente como se esperaría de modelos de recombinação ou alternativos.

Nós usamos o Dual Parton Model (*DPM*) para calcular a assimetria do Λ° e comparamos com as predições do modelo Lund (*PYTHIA* / *JETSET*) e com nossos resultados experimentais.

Abstract

Using data from Fermilab fixed-target experiment E791, we have measured for the first time particle/antiparticle production asymmetries for Λ°, Ξ^- and Ω^- hyperons in π^--nucleon interactions at 500 GeV/c as joint functions of x_F and p_T^2 over the ranges $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ and $0 \leq p_T^2 \leq 4\ (GeV/c)^2$. There is now direct evidence of a basic asymmetry, even at $x_F = 0.0$, which may be due to associated production. In addition, there are leading-particle-type effects which are qualitatively like what one would expect from recombination models or their alternatives.

We used the Dual Parton Model (*DPM*) to calculate the asymmetry for the Λ° and compared with the Lund model (*PYTHIA /JETSET*) predictions and with our experimental results.

Para mi familia, que estuvo conmigo tanto en los momentos difíciles como en los felices. No saben cuanto les debo.

Agradecimentos

É difícil começar a agradecer às pessoas que me ajudaram de uma maneira ou de otra nesta etapa da minha vida – o doutorado – sem esquecer alguém, pelo que pedirei antecipadas desculpas. A ordem não vai ser por importância ou por ordem cronológica mas só do jeito como vou lembrando as coisas.

Primeiro agradecerei ao Centro Latinoamericano de Física que me deu a bolsa de doutorado para realizar este trabalho.

Depois agradeço a meu orientador João dos Anjos, por sua orientação e ajuda na parte experimental desta tese.

Logo agradeço a meu co-orientador Fernando R. A. Simo, por sua orientação e ajuda na parte teórica desta tese.

Também agradeço a paciência que os dois tiveram quando eu perdía a calma.

Além disto, agradeço :

A Gerardo Herrera e Laura pela amizade e, na parte professional, ao Gerardo por sua invalorável ajuda nesta análisis, especialmente na difícil etapa inicial em que me emprestou/deu seus programas e asesoría.

Ao Jeff Appel pelas valiosas observações , sugestões e ajudas, especialmente durante minha estadía no Fermilab.

Ao Milind Purohit pela invalorável ajuda com o MC, sem a qual não teria conseguido terminar a tese.

A todo o pessoal da colaboração E791 como Brian, Jean, Cat, Marleigh, Kevin, etc.

Às discussões com Javier Magnin e Alberto Sanchez.

Ao pessoal do LAFEX, por fazer muito agradável a convivencia e por manter um laboratorio de alto poder competitivo a nivel mundial.

Guardo muitas lembranças dos meus inicios no LAFEX/CBPF e do pessoal que brindou sua amizade e ajuda sem restrições . Especial lembrança de Carla G., Alexandre L., "grande" Danilo A., Felipe M., Marcelo C. L., Renato K, Andre, Mauro, Guida e Vitor O.

Outra vez à Carla G. por me dar a base da tese dela para começar a minha. Ao Hendly que me deu algumas figuras para a tese.

Muito especial é o meu agradecimento para Marcelo N. e Inés que estiveram comigo nos momentos mais difíceis. Por todas as coisas que sentimos e passamos especialmente na época no Fermilab.

À colonia latina no Fermilab: Carlos A., José Luis, Raúl, Mercedes, Monique, Fernanda e outros.

À turma do chá das terças feiras.

A Alexandre e Vivi. À Vivi por toda a ajuda que sempre me deu e especialmente pela amizade.

Á minha *Alma Mater*, a U.N.I., e o pessoal de lá: Armando, Orlando, Susana, Valqui, Gino, Guillermo, Rodolfo, Germán, Johana, Roger.

À Sara, que brindou-me sua amizade nos momentos em que mais precisava.

Aos amigos do CERN: Fernando, Yuri, Elena, Mar, Cristina, Liz, Carmen.

À Marta, por tudo o que viveu comigo.

À Iris, por sua amizade através da distância, a M.A.P.de S., a Simone e a M.R.

A tanta gente que não lembro nesse momento mas que gostaría de agradecer algum dia.

Índice

1 Introdução **1**

2 Modelos Teóricos **4**
2.1 O Modelo Padrão 4
2.2 Modelo de Pártons 6
2.3 Produção de quarks 7
2.4 Modelos de Recombinação 8
2.5 O Pomeron 9
2.6 Modelo Veneziano - *DTU* 11
2.7 Dual Párton Model (*DPM*) 11
2.8 Cálculo de Produção de Híperons usando o *DPM* 12

3 O TPS e o Experimento E791 **18**
3.1 O Feixe 20
3.2 O Alvo 21
3.3 O Espectrômetro 23
3.3.1 O Detector de Microtiras de Silício(SMD) 23
3.3.2 Câmaras Proporcionais Multifilares (MWPC) 26
3.3.3 Câmaras de Arrasto 27
3.3.4 Os Magnetos 29
3.3.5 Detectores de Radiação Čerenkov 32
3.3.6 Os Calorímetros 36
3.3.7 As paredes de múons 40
3.4 O Trigger da E791 42
3.4.1 O pré-trigger 43
3.4.2 O trigger completo 44
3.5 O Sistema de Aquisição de Dados 45
3.5.1 Armazenamento em memória 45
3.5.2 A interface 46
3.5.3 A gravação dos dados 46

4 Reconstrução e Seleção dos Eventos e do Monte Carlo **48**
4.1 Reconstrução dos Eventos 48
4.1.1 Passo 0: Calibração e Alinhamento 49
4.1.2 Passo 1: Reconstrução dos Traços e Vértices 49
4.1.3 Passo 2: Reconstrução das Informações dos Calorímetros, Contadores Čerenkov e Paredes de múons 51
4.2 Seleção dos Eventos 52
4.2.1 As Variáveis 53
4.2.2 Filtro versão 5 58
4.2.3 Filtro versão 7 59
4.2.4 Nossa amostra de Ξ/Ω 59
4.2.5 A *N-upla* do Λ, Ξ e Ω 60
4.3 Granjas e Programas para reconstrução de eventos, Filtragem e Seleção . 62
4.3.1 Granjas de reconstrução e filtragem no LAFEX/CBPF 65
4.3.2 Granjas de reconstrução e filtragem nos EUA 67
4.3.3 Código de Reconstrução nas *Farms* da E791 67
4.4 Geração de eventos Monte Carlo 69
4.4.1 O código de MC 69
4.4.2 Granjas para Geração de eventos MC 70
4.4.3 A Execução do Programa de Geração de MC 71

5 Análise dos Dados **76**
5.1 Estudos de assimetria na produção de $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$ 76
5.1.1 Estudos preliminares par diferentes regiões do espectrômetro 77
5.1.2 Estudos adicionais 86
5.1.3 Análise dos dados em função de x_F e p_T^2. 95
5.1.4 Estudos por Simulação de MC 95
5.1.5 Estudos de eficiência e correção dos dados 102
5.1.6 Cálculo do êrro sistemático e Resultados finais 109
5.2 Estudos de assimetria na produção de $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ 112
5.2.1 Estudos preliminares para diferentes regiões do espectrômetro . . . 112
5.2.2 Análise dos dados em função de x_F e p_T^2 116
5.2.3 Estudos por Simulação de MC 117
5.2.4 Estudos de eficiência e correção dos dados 121
5.2.5 Cálculo do Êrro Sistemático e Resultados finais 121
5.3 Estudos de assimetria na produção de $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ 126
5.3.1 Análise das amostras de dados em função de x_F e p_T^2 128
5.3.2 Estudos por Simulação de MC 128
5.3.3 Estudos de eficiência e correção dos dados 133
5.3.4 Cálculo do Êrro Sistemático e Resultados finais 133

6 Resultados e Conclusões **139**

A Cálculos no DPM **144**
A.1 Fórmulas 144
A.1.1 Energia da cadeia 144
A.1.2 x_h em função da rapidez. 145

A.1.3 Variação de rapidez 146

Lista de Figuras

2.1 Decaimentos fracos de bárions estranhos 5
2.2 Processos de separação dos partons, interação e produção de quark-antiquark e hadronização 8
2.3 Um processo de recombinação e produção do Λ°. 9
2.4 Diagramas topológicos para a troca de um pomeron: (a) e (b) correspondem para espalhamento elástico; (c) e (d) para espalhamento inelástico brando. 10
2.5 Diagramas topológicos para os casos: (a) pp ; (b) $p\bar{p}$; (c) πp. 13
2.6 Alguns diagramas do *DPM* na produção de Λ° para a interação $\pi^- p^+$. (a) Fragmentação do diquark ud, (b) Fragmentação do diquark uu, (c) Fragmentação do quark d, (d) Diagramas proibidos porque a soma de cor nas cadeias é diferente de zero e/ou a carga total da cadeia é fracionária. . 16
2.7 Distribuições na produção de Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$ usando o *DPM*. 17

3.1 O espectrômetro da E791. 19
3.2 O conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe do Fermilab. 20
3.3 Posição Z[cm] dos vértices primários reconstruídos. 22
3.4 Seção reta de um plano de SMD. 24
3.5 Configuração dos planos de SMD na E791. 26
3.6 Esquema de uma MWPC típica. 27
3.7 Arranjo dos planos de uma câmara de arrasto. 28
3.8 Orientação dos planos das câmaras de arrasto. 29
3.9 Espectro de massa do K_s (a) Momentum dos traços medidos com um magneto, (b) Momentum dos traços medidos com dois magnetos. A largura da massa do K_s (parâmetro P4) é diretamente proporcional à incerteza na medida dos momentums, sendo maior no caso (a). 31
3.10 Número de fótons emitidos por unidade de comprimento em função do momentum da partícula para cada um dos detectores Čerenkov. 34
3.11 Arranjo dos espelhos de C1 e C2. 34
3.12 Caminho seguido pela radiação em C1 e C2. 35
3.13 (a) Visão em perspectiva do Calorimetro Eletromagnético. 37
3.14 Detalhe do interior do Calorimetro Eletromagnético. 38
3.15 O calorímetro hadrônico. 40
3.16 Vista superior do SLIC, Hadrômetro e Paredes de Múons. 41
3.17 Vista lateral das paredes de Múons. 42
3.18 Visão frontal das paredes X e Y. 43

Capítulo 1

Introdução

O estudo de assimetrias na produção de partículas e anti-partículas tem sido usado para tentar entender os efeitos de partícula liderante na produção de hadrons com charme [1]. Esse efeito se manifesta como um aumento na produção de partículas que compartilham algum quark de valência com a partícula do feixe ou do alvo, em relação a produção de partículas que não têm nenhum quark de valência em comum com os hádrons iniciais. Existem vários modelos de recombinação que tentam explicar esse fenômeno [2]. Espera-se o mesmo tipo de efeitos na produção de hádrons leves [3].

Vários estudos na produção de partículas estranhas e charmosas [1] mostram evidência destas assimetrias. A colaboração ACCMOR [4] reportou evidência de assimetrias na produção de $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$ em interações $\pi^- Cu$ à 230 GeV/c até um valor de x_F de 0.35. Este excesso é independente do valor de p_T^2 e a razão $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$ encontrada foi de 1.27 ± 0.02. Eles também acharam, em interações $\pi^- p$ à 250 GeV/c [5], que a razão $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ era de 1.30 ± 0.05 e de $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ de 1.24 ± 0.15. Pode-se encontrar alguma evidência adicional de assimetrias na produção de $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$ na bibliografía [6], mas em geral as assimetrias na produção de hádrons leves não têm sido sistemáticamente estudadas.

A produção de estranheza deve-se em geral ao "mar" de quarks e glúons dos hádrons iniciais, em particular pela hadronização dos quarks de valência do feixe ou do alvo. A hadronização, que é o revestimento não-perturbativo dos quarks "livres" em hádrons, está entre os aspectos menos entendidos da QCD (*Quantum Chromodynamics*). Embora

[1] Chamamos de partículas estranhas/charmosas aquelas que têm entre seus constituintes o quark s(*strange*) /c(*charm*)

os resultados dos processos de hadronização não possam ser preditos diretamente pela QCD perturbativa, podemos ter informação deste processo procurando assimetrias na produção de partículas e anti-partículas, que são sensíveis aos processos de hadronização. As medidas das assimetrias podem ficar livres das tendenciosidades (*bias*) experimentais no processo de medida.

A QCD perturbativa não é aplicável à produção do quark s($\bar{s}$) a baixo p_T^2, como é o caso das experiências ACCMOR e E791. Têm sido propostos alguns modelos alternativos (ver capítulo 2).

A experiência E791 foi projetada para hadroprodução de charme, mas como um subproducto foi coletada uma grande amostra de Λs, Ξs e Ωs. Estes híperons foram escolhidos para nossa análise por dois motivos:

- Não existe uma medida sistemática das assimetrias dessas três partículas estranhas num mesmo experimento. O estudo simultâneo das assimetrias dessas partículas permite estudar a dependência do efeito de partícula liderante com o número de quarks de valência compartilhados com os hádrons iniciais.
- Pela primeira vez, por causa da alta estatística na produção de partículas estranhas, é possível estudar essas assimetrias em função de x_F e p_T^2 simultâneamente e, em consequência, tirar conclusões sobre a possível correlação entre essas variáveis.

Os canais de decaimento escolhidos foram o $\Lambda^\circ \to p^+\pi^-$ [2], o $\Xi^- \to \Lambda^\circ\pi^-$, e o $\Omega^- \to \Lambda^\circ K^-$. O critério foi que tivessem uma alta razão de ramificação e que os produtos de decaimento sejam partículas carregadas para que possam ser bem reconstruídas pelo espectrômetro.

Apresentamos alguns modelos teóricos relevantes e relacionados com estudos de assimetrias na produção de híperons no capítulo 2. No capítulo seguinte, descrevemos o experimento E791, desde a produção do feixe até os detectores que compõem o espectrômetro. No capítulo 4, abordamos o processo de seleção dos eventos, até a obtenção

[2] Ao longo deste trabalho, ao citarmos um decaimento, implicitamente estaremos nos referindo tanto ao próprio quanto a seu conjugado. Neste caso, por exemplo, nosso estudo abrange tanto $\Lambda^\circ \to p^+\pi^-$ quanto $\overline{\Lambda}^\circ \to \bar{p}^-\pi^+$.

da nossa amostra final. No capítulo 5, descrevemos o processo de análise envolvido no estudo das assimetrias na produção do Λ, Ξ e Ω.

O capítulo 6 é dedicado a conclusões e perspectivas.

Capítulo 2

Modelos Teóricos

Vamos, neste capítulo, introduzir brevemente aspectos gerais do Modelo Padrão e então passar a abordar a fenomenologia dos modelos de pártons nas colisões hadrônicas, assim como modelos de Recombinação . Revisaremos o conceito de *Reggeon* que reapareceu na Fenomenologia de Altas Energias. A maior parte do capítulo versará sobre um *Reggeon* especial, o Pomeron, no âmbito do *Dual Párton Model*, e descreveremos suas principais caraterísticas. Por último mostraremos alguns cálculos que fizemos com esse modelo aplicado á nossa análise experimental.

2.1 O Modelo Padrão

Os híperons aqui estudados são produzidos por interações fortes (QCD), porém decaem por interação fraca (fig. 2.1). Isto seria uma motivação para continuar com o estudo do Modelo Padrão , mas as ferramentas matemáticas que conhecemos para o estudo da QCD ainda não dão conta destes processos de produção de quarks leves e, por tanto, usaremos modelos fenomenológicos para descrever sua produção e posterior hadronização (que também não é calculável pela QCD perturbativa).

Doravante não nos vamos deter em aspectos formais do Modelo Padrão, que são discutidos em várias referências [12, 13], e trataremos de caracterizar alguns conceitos da fenomenologia dos processos de espalhamento hadrônico, em particular, as trocas de pomerons no âmbito do *Dual Párton Model*.

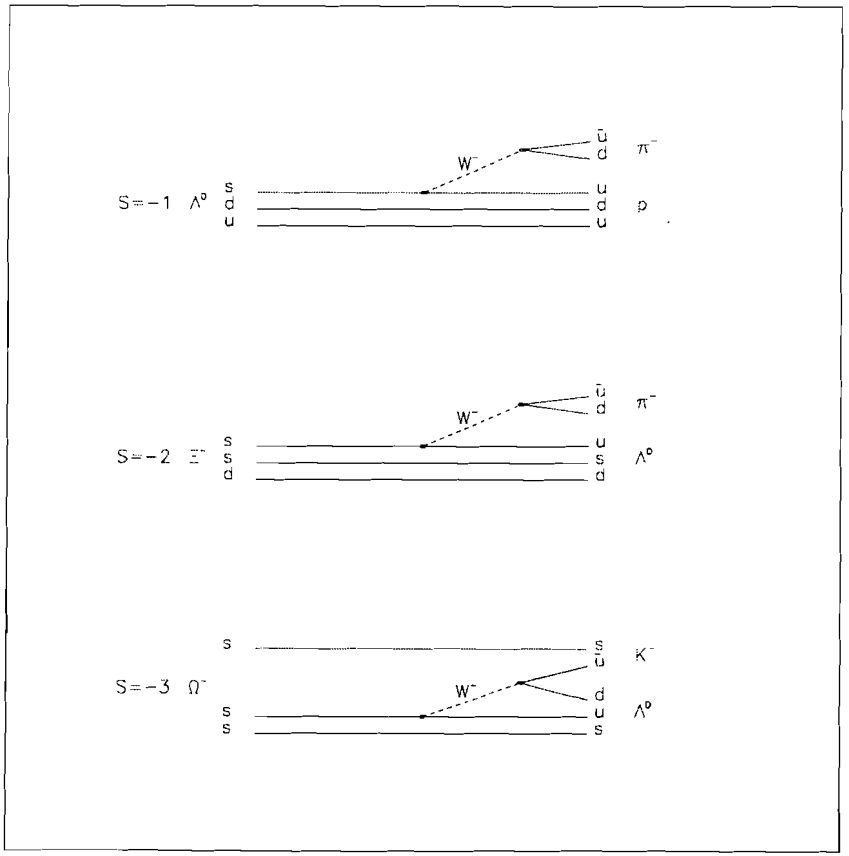


Figura 2.1: Decaimentos fracos de bárions estranhos

2.2 Modelo de Pártons

Ainda que a *QCD* é uma teoria bem definida, obter soluções para a maioria dos problemas é bastante complicado. Por tanto, imformação experimental adicional é usada para melhorar a teoria. A maior parte desta evidência experimental probem de experimentos de espalhamento profundamente inelástico (*DIS*). Em experimentos *DIS* usualment um leptón é usado para provar um nucleón à diferentes valores de Q^2(quadrado do momento transferido na interação e uma medida da escala de energia). Os resultados dos experimentos indicaram que os nucleones estão feitos de partículas puntuais livres (*pártons*).

Combinando esses resultados com a observação de que nunca temos observado quarks ou gluons livres, temos as bases do modelo de pártons. O modelo de pártons foi superado pela *QCD* mas ainda oferece um bom entendimento intuitivo das interações hadrónicas. O modelo de pártons comenza assumindo que os hadrons estão feitos de pártons (que agora sabemos que são os quarks e gluons). Cada párton carrega uma fração x do momentum do hádron e não tem momento transversal com respeito ão hadron. Outros dois ingredientes do modelos de pártons são a livertade asimptótica e o confinamento. A livertade asimptótica estabelece que para grandes Q^2 (momento transversal transferido na interação) os pártons estão livres dentro do nucleon. O confinamento requer que os quarks e gluons fiquem "presos" dentro de hadrons de cor neutra. A *QCD* também explica isto usando a constante de acoplamento forte, α_s, quando a distancia(escala de energia) aumenta(diminui). Em particular a primer ordem, ou LO(*leading order*), o valor de α_s, que determina o tamanho da interação, é dado por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\,\pi}{(33-2n_f)\,\ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \tag{2.1}$$

$$\alpha_s(r) = \frac{6\,\pi}{(33-2n_f)\,\ln(1/\Lambda_{QCD}\,r)} \tag{2.2}$$

onde n_f é o número de sabores de quarks e Λ_{QCD} é um parámetro de escala que está entre 0.1 GeV e 0.5 GeV. Da equação 2.1 vemos que α_s é pequenho quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$. Nesse caso se esperaria que uma expansão perturbativa em potencias de α_s dé resultados razoáveis ainda com poucos termos. A escalas de energia $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}$, a *QCD* perturbativa

não sirve e outros métodos, tais como *Lattice gauge theory* têm que ser usados. Equação 2.2 é a transformada de Fourier da equação 2.1 e mostra que $r \to 1/\Lambda_{QCD}$, $\alpha_s \to \infty$. Isto dá o mecanismo de confinamento da *QCD*. Alguns aspectos do modelo de pártons como a evolução de Q^2 e momento transversal intrínsico dos pártons é modificado pelo nosso entendimento da *QCD*. Assim temos mais gerais modelos de pártons como o *QCD improved párton model* e o *DPM - Dual Párton Model*.

2.3 Produção de quarks

A produção de quarks "pesados" (c, b, t) é calculável pela *QCD* perturbativa ja que $m_q^2 \leq Q^2$ (m_q=1.5, 4.4, 174 GeV para q=c,b,t) e $\Lambda_{QCD} \leq 0.5$ GeV. O mesmo não acontece com os quarks leves ($m_q \approx$0.005, 0.005, 0.15 GeV para q=u,d,s) pelo que não poderemos fazer uso da *QCD* perturbativa.

As teorias desenvolvidas para estudar esses processos de espalhamento partem do modelo a pártons em que a seção de choque inclusiva de um processo hadrônico pode ser fatorizada. Isto é separar a interação dos dois pártons do resto dos hádrons de onde eles provem:

$$\sigma(A+B \to c+X) = \sum_X \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b \; f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(a+b \to c) \qquad (2.3)$$

onde $x_{a(b)}$ é a fração de momento do hádron inicial A(B) que carrega o párton a(b) pertencente ao hádron A(B), Q^2 é a escala de momento em que ocorre a reação. A função $f_{a/A(B)}(x_{a(b)}, Q^2)$ é a distribução de probabilidade de se encontrar o párton $a(b)$ dentro do hádron inicial $A(B)$, carregando uma fração do momento deste hádron, entre $x_{a(b)}$ e $x_{a(b)} + dx_{a(b)}$.

Os processos de hadronização ou fragmentação, em que estes quarks produzidos na interação dão origem a novas partículas (hadrons), ocurrem numa escala de energia do mesmo ordem que Λ_{QCD} e, portanto, também não é calculável pela *QCD* perturbativa. De fato, hadronização é um dos processos menos entendidos da *QCD*. Em geral, os processos de fragmentação ocurrem a energias mais baixas que os processos de produção então os

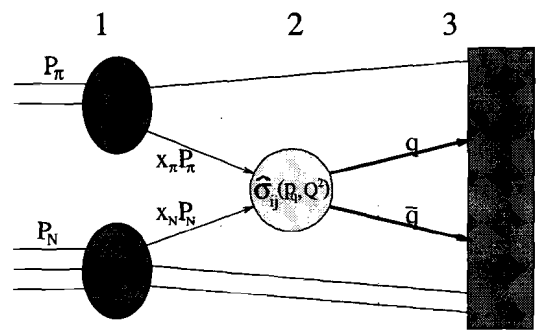


Figura 2.2: Processos de separação dos partons, interação e produção de quark-antiquark e hadronização

dois processos ocurrem a escalas diferentes de tempo. Por tanto os dois processos não se afectariam entre sim e sería possivel calcular eles separadamente. Este é o principio da factorização.

2.4 Modelos de Recombinação

Alguns resultados obtidos em assimetria podem ser qualitativamente explicados no marco dos modelos de recombinação, onde a partícula emergente contem um ou mais quarks em comum com as partículas do alvo ou feixe. Nesse caso se espera um crescimento da produção desta partícula com o módulo de x_F.

<u>Interações π^- Nucleon</u>

Feixe: $\pi^-(\bar{u}d)$

Alvo: $p(uud)$ e $n(udd)$

- <u>Para o Lambda</u>: $\Lambda \to p\pi$

  $\Lambda^\circ(uds)$; $\overline{\Lambda}^\circ(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$

  O diquark (ud) do alvo pode formar um $\Lambda^\circ(uds)$ mas não um $\overline{\Lambda}^\circ$ $(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$ (s, $\bar{s}$, $\bar{u}$ and $\bar{d}$ são producidos pelo "mar" de quarks. Então nôs esperamos a produção de Λ°

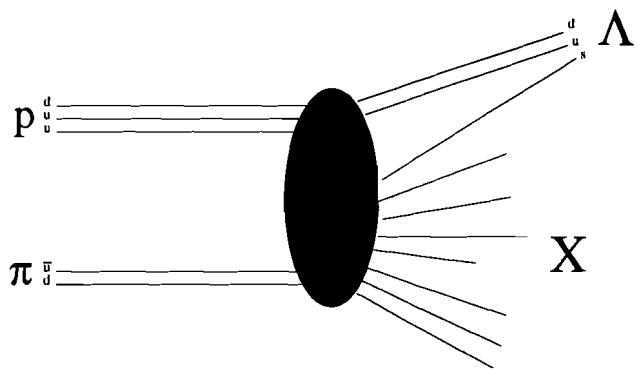


Figura 2.3: Um processo de recombinação e produção do Λ°.

favorecida com respeito a $\overline{\Lambda}^\circ$ para x_F negativo (região de fragmentação do alvo).

- Para o Cascata: $\Xi \to \Lambda\pi$ with $\Lambda \to p\pi$

  $\Xi^-(dss)$; $\overline{\Xi}^+ (\bar{d}\bar{s}\bar{s})$

  O Ξ^- tem um quark em comum (d) com o alvo e o feixe e nenhum for $\overline{\Xi}^+$ pelo que esperamos um aumento na produção do Ξ^- em ambas as direções de x_F.

- Para o Omega: $\Omega^- \to \Lambda K$ with $\Lambda \to p\pi$

  $\Omega^-(sss)$; $\overline{\Omega}^+ (\bar{s}\bar{s}\bar{s})$

  Não têm quarks em comum com o alvo ou feixe então não esperamos assimetria no rango total de x_F.

2.5 O Pomeron

O físico italiano Regge deu a base teorica para a existencia dos *Reggeons*. A troca de um *Reggeon* durante uma colisão pode ser considerado como uma rede planar de gluons e pares quark-antiquark que se criam e aniquilam, podendo ter troca de sabor. Pode explicar a formação de partículas em colisões inelásticas. O problema é que não explica o

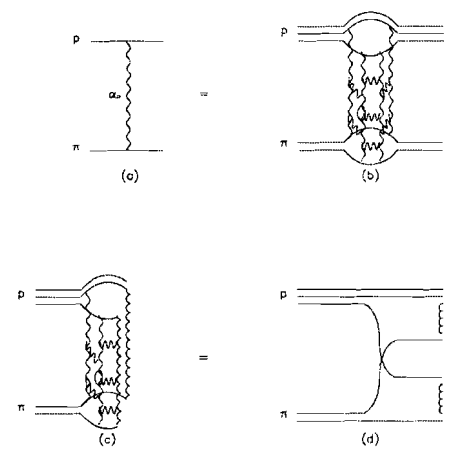


Figura 2.4: Diagramas topológicos para a troca de um pomeron: (a) e (b) correspondem para espalhamento elástico; (c) e (d) para espalhamento inelástico brando.

comportamento asimptótico da seção de choque para altas energias, já que se anula nesse caso: $\sigma_{tot} \alpha s^{-\frac{1}{2}}$.

O nome de Pomeron foi introduzido em honra ao físico russo Pomeranchuk. A troca de um Pomeron durante uma colisão pode ser considerada como uma rede planar de gluons e pares quark-antiquark numa superficie cilíndrica. Para uma colisão elástica (fig.2.4(a) e (b)) o pomeron têm uma topologia cilíndrica e não troca sabor. Na colisão inelástica (fig.2.4(c) e (d)), utilizando um corte unitario, se formam duas cadeias nos lados do cilindro e se produze a fragmentação e hadronização.

Aqui a contribução do Pomeron não se anula para altas energias, como no caso do *Reggeon*, mas não chega explicar o comportamento asimptótico a energias altas. Se teria que tomar em conta contribuições de várias cadeias (ver seção 2.7).

2.6 Modelo Veneziano - *DTU*

Existem vários trabalhos em teoria não perturbativa da QCD onde se considera uma teoria de gauge de cor, SU(N_c), acoplada a N_f sabores de quarks. Tomando valores grandes de N (onde N pode ser o número de cores N_c ou o número de sabores N_f), origina-se uma expansão topológica que implica que interações representadas por diagramas topológicos complicados são suprimidas por potências de N^{-1} e as interações dominantes são representadas por diagramas planares. A expansão convencional para N_c foi proposta por 't Hooft [18], onde $N_c \to \infty$ com $\lambda = g^2 N_c$ e N_f fixos (limite de 't Hooft).

O DTU (*Dual Topological Unitarization*) utiliza uma expansão topológica proposta por Veneziano [19] na qual $N_c, N_f \to \infty$ com λ e N_f/N_c fixos (limite Veneziano), proporcionando vínculos de unitaridade e dualidade. O DTU resulta mais adequado para uma descrição fenomenológica de colisões a altas energias onde os processos inelásticos são mais importantes.

Se toma a expansão (que se anula para $N_c, N_f \to \infty$) e depois se substituem os valores conhecidos de $N_c = N_f = 3$.

2.7 Dual Párton Model (*DPM*)

O *DPM* foi introduzido em 1979 incorporando idéias do modelo de pártons embutidas no modelo do DTU. No início o modelo foi feito para a troca de um único Pomeron, mas a unitaridade no canal s requereu troca de multi-pomerons dando origem ao *DPM* multi-cadeia, equivalente ao QGSM (*Quark Gluon Strings Model*) [20, 21] desenvolvido no ITEP em Moscou.

O *DPM* dá uma boa descrição fenomenológica, associando uma seção de choque para cada diagrama numa expansão DTU. Esses diagramas tem troca múltipla de pomerons no canal t e têm uma correspondência direta (Dualidade) com os diagramas usados em RFT (*Reggeon Field Theory*), que é a Teoria de Campos baseada nos *Reggeons*.

O *DPM*, está baseado tanto na QCD de grandes N_c, como no fato que é uma realização fenomenológica de uma expansão topológica para o modelo de duas cadeias (um pomeron)

para altas energias. Inclui-se o conceito de párton assumindo que uma cadeia física, como por exemplo o méson, têm um quark e um anti-quark de valência, coloridos, nos extremos da cadeia.

No presente o *DPM* fornece uma boa descrição da física de produção *soft* (baixo P_T) de múltiplas partículas nos aceleradores atuais.

2.8 Cálculo de Produção de Híperons usando o *DPM*

Em nosso experimento, o E791, trabalhamos em colisões π^- - núcleon à energia de 500 GeV no laboratorio ou aproximadamente 30 GeV no sistema CM. A contribução mais importante na produção de partículas consiste do mecanismo de duas cadeias correspondente a um corte unitario do pomeron dual cilindrico. Esta praticamente é a unica contribução para energias de CM $\sqrt{s} < 60GeV$. Para energias maiores que 60 GeV a contribução de várias cadeias (vários pomerons) se faz importante.

Devemos ter cuidado quando trabalhamos com a região do limiar (*trheshold*) de cada cadeia. Como o CM de cada cadeia não coincide com o CM da reação (nosso caso π^- - p(n)) uma parte da energia inicial utiliza-se no movimento do CM de cada cadeia e o resto da energia compartilha-se entre a cadeia quark-diquark e a cadeia quark-antiquark. Ver fig. 2.5(c). A energia média em cada cadeia é aproximadamente $\sqrt{s_1} \approx [\bar{x}(1-\bar{x})s]^{1/2}$ onde $\bar{x}$ = valor medio da fração do momentum do quark de valência que recua ≈ 0.05 [22].

O Cálculo

Quando dois hádrons colidem, a reação se dá em dois passos: separação de cor (para formar as cadeias) e posterior fragmentação. No caso π - p o diagrama topológico mais simples vem do próton separando-se em um quark de valência e um diquark e o píon em um quark e um antiquark, dando origem a uma cadeia quark-diquark e uma cadeia quark-antiquark (ver fig. 2.5(c)).

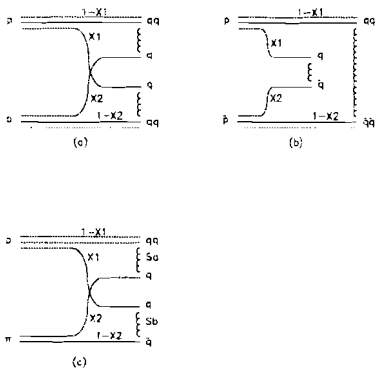


Figura 2.5: Diagramas topológicos para os casos: (a) pp ; (b) $p\bar{p}$; (c) πp.

Para calcular a contribuição deste diagrama, temos que especificar a probabilidade que a interação separe o próton num quark com momentum x_p e num diquark com momentum $1 - x_p$, e o píon num quark com momentum x_π e num antiquark com momentum $1 - x_\pi$. Esta distribuição de momentum, ou probabilidade, $\rho(x_p, x_\pi)$ é dada em termos dos interceptos de Regge na forma separável $\rho(x_p, x_\pi) = \rho(x_p)\rho(x_\pi)$, com

$$\rho(x_p) = c(1 - x_p)^{1.5} x_p^{-0.5} \tag{2.4}$$

$$\rho(x_\pi) = c(1 - x_\pi)^{-0.5} x_\pi^{-0.5} \tag{2.5}$$

e $0 \leq x \leq 1$. Calculamos c normalizando a probabilidade ρ à unidade. As funções de estrutura dos quarks têm um pico perto de x=0 (porque $\rho \sim x^{-0.5}$) resultando em dois quarks lentos (*held-back*) perto de $x_p, x_\pi = 0$ (Os valores típicos são de $x_p = x_\pi \approx 0.05$). A energia total no sistema CM da colisão é compartilhado pelas duas cadeias 1 e 2 em fig. 2.5(c):

$$s_1 \approx s x_\pi (1 - x_p), \quad s_2 \approx s x_p (1 - x_\pi), \tag{2.6}$$

onde $\sqrt{s_1}(\sqrt{s_2})$ é a energia da cadeia 1(2) no seu própio sistema CM. A variação de rapidez $\Delta_1(\Delta_2)$ para ir do sistema CM da colisão para o sistema CM da cadeia 1(2) é:

$$\Delta = \frac{1}{2} ln[(1 + \beta)/(1 - \beta)], \tag{2.7}$$

onde β é o correspondente *boost* de Lorentz.

A seção de choque inclusiva de uma partícula h para $\pi p \rightarrow h + X$ é dada pela superposição das duas cadeias, que suporemos que hadronizam independentemente. A distribução de cada cadeia pode ser obtida juntando a distribução de momentum (eqs. 2.3, 2.4 e 2.5) e a função de fragmentação:

$$\frac{dN}{dx^{\pi p \rightarrow h}}(s, x) = \int\int dx_p dx_\pi \rho(x_p, x_\pi)[(\frac{dN}{dx}) \mid_1 (x_{h_{ch1}}, s_{ch1}) + (\frac{dN}{dx}) \mid_2 (x_{h_{ch2}}, s_{ch2})], \tag{2.8}$$

onde $\frac{dN}{dx} \mid_{1,2}$ são as contribuções das cadeias 1 e 2, que estão dadas pelas funções de fragmentação do quark, antiquark e diquark na partícula h.

Nosso caso a cadeia 1 é diquark-quark ($qq - q$) e a cadeia 2 antiquark-quark ($\bar{q} - q$).

$$(\frac{dN^{qq-q}}{dx}) \mid_{ch1} (x_{h_{ch1}}, s_{ch1}) = \begin{cases} D_{qq \rightarrow h}(x_h) & \text{x} < 0 \\ D_{q \rightarrow h}(x_h) & \text{x} \geq 0 \end{cases} \tag{2.9}$$

$$(\frac{dN^{\bar{q}-q}}{dx}) \mid_{ch2} (x_{h_{ch2}}, s_{ch2}) = \begin{cases} D_{\bar{q} \rightarrow h}(x_h) & \text{y} < 0 \\ D_{q \rightarrow h}(x_h) & \text{y} \geq 0 \end{cases} \tag{2.10}$$

onde (para $y_{ch} = y - \Delta_{ch}$)

$$x_h = \mid 2\mu_h sinh(y - \Delta_{ch})/\sqrt{s_{ch}} \mid, \tag{2.11}$$

sendo μ_h a massa transversa da partícula detectada h, e $D_{q \rightarrow h}(x_h)$ e $D_{qq \rightarrow h}(x_h)$ são as funções de fragmentação de quark e diquark.

A fórmula 2.8 nós permite calcular quantitativamente um observável físico como é a seção de choque de produção inclusiva de uma partícula.

Os cálculos das fórmulas anteriores estão no apéndice A.1.3.

Funções de Fragmentação

A tabela 2.1 [23] mostra algumas funções de fragmentação de quark e diquark em vários hádrons detectados. Foram escolhidos, na maioria dos casos, potencias de (1-x). A constante de normalização c_h é um parâmetro a ser determinado. Por exemplo, as potencias que compõem o $D_{ud\to\Lambda}$ se escolheram fitando as distribuções $d\sigma/dy$ de $pp \to \Lambda + X$ com p_L=405GeV/c. A fórmulas 2.9 e 2.10 servem para um conjunto de funções de fragmentação como pode-se ver na figura 2.6.

Hádron h	Sistema mínimo adicional	Funções de Fragmentação $\bar{x}D_h(x)$ u	d	uu	ud
$\bar{p}$	pp	$c_{\bar{p}}(1-x)^4$	$c_{\bar{p}}(1-x)^4$	$c_{\bar{p}}(1-x)^5$	$c_{\bar{p}}(1-x)$
$\bar{\Lambda}$	Λp	$c_{\bar{\Lambda}}(1-x)^4$	$c_{\bar{\Lambda}}(1-x)^4$	$c_{\bar{\Lambda}}(1-x)^5$	$c_{\bar{\Lambda}}(1-x)^5$
Λ	K	$c_{\Lambda}(1-x)^2$	$c_{\Lambda}(1-x)^2$	$c_{\Lambda}(1-x)^3$	$c_{\Lambda}[60x^{1.5}(1-x)^{1.5}+(1-x)^{4.5}]$
Λ_c+	D_o	$c_{\Lambda_c}(1-x)^2$	$c_{\Lambda_c}(1-x)^2$	$c_{\Lambda_c}(1-x)^3$	$c_{\Lambda_c}[4x(1-x)^{0.2}+(1-x)^4]$
D	Λ_c+	$c_D(1-x)$	$c_D(1-x)$	$c_D(1-x)^2$	$c_D(1-x)^2$

Tabela 2.1: Funções de Fragmentação do quark e diquark em vários hádrons: c_p=0.084, $c_{\bar{\Lambda}}$=0.028, c_{Λ}=0.020, c_{Λ_c}=0.036 and c_D=0.036.

A produção hadrônica em interação πp pode ser descrita com a seguinte combinação de diquark, quark e antiquark:

$$\frac{dN^{\pi p\to h}}{dx} = \frac{dN^{qq-q\to h}}{dx} + \frac{dN^{\bar{q}-q\to h}}{dx} \tag{2.12}$$

$$= 2\frac{dN^{ud-d\to h}}{dx} + \frac{dN^{uu-d\to h}}{dx} + 2\frac{dN^{\bar{u}-u\to h}}{dx} + \frac{dN^{\bar{u}-d\to h}}{dx}. \tag{2.13}$$

Sabemos que a região de fragmentação do alvo, $p(uud)$, é para $y < \Delta$ (que é equivalente a $x < 0$) e a do feixe, $\pi(d\bar{u})$, para $y \geq \Delta$ ($x \geq 0$). Então usando a eq. anterior:

$$\frac{dN^{\pi p\to h}}{dx} = \begin{cases} \frac{2}{6}D_{ud\to h}(x_h) + \frac{2}{6}D_{u\to h}(x_h) + \frac{1}{6}D_{uu\to h}(x_h) + \frac{1}{6}D_{d\to h}(x_h) & \text{x} < 0 \\ \frac{1}{2}D_{\bar{u}\to h}(x_h) + \frac{1}{2}D_{d\to h}(x_h) & \text{x} \geq 0 \end{cases} \tag{2.14}$$

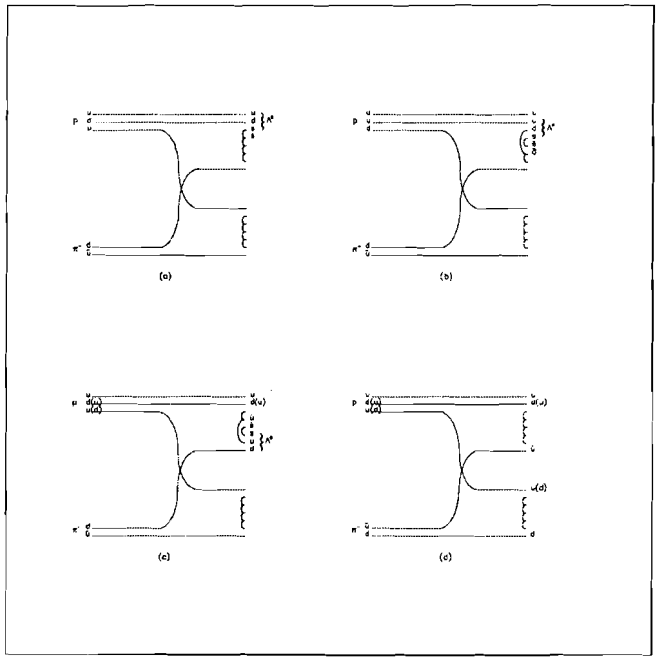


Figura 2.6: Alguns diagramas do *DPM* na produção de Λ° para a interação $\pi^- p^+$. (a) Fragmentação do diquark *ud*, (b) Fragmentação do diquark *uu*, (c) Fragmentação do quark *d*, (d) Diagramas proibidos porque a soma de cor nas cadeias é diferente de zero e/ou a carga total da cadeia é fracionária.

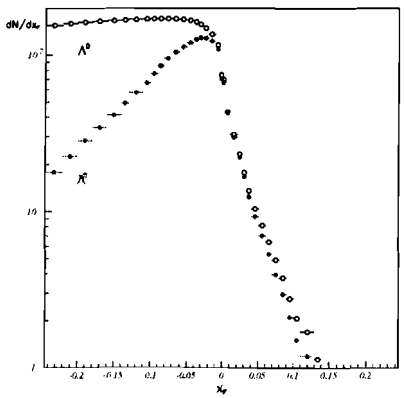


Figura 2.7: Distribuições na produção de Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$ usando o *DPM*.

Resultados para Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$

Usando os valores das funções de fragmentação e *trhesholds* da tabela 2.1 e a eq. 2.14 na eq. 2.8, calculamos numericamente as seções de choque para x_F como mostramos na figura 2.7.

Capítulo 3

O TPS e o Experimento E791

O TPS (*Tagged Photon Spectrometer*) do Fermilab é um espectrômetro para alvo fixo construído no final dos anos 70 para o estudo da física do quark charmoso. O E791 é o quarto de uma serie de experimentos realizados no TPL usando melhoras do TPS, no local conhecido como TPL(*Tagged Photon Laboratory*), e foi realizada a tomada de dados (*run*) entre julho 1991 e janeiro 1992. Precederam à E791 as experiências E516, E691 [25, 26] e a E769 [27, 28, 29, 30]. O TPS foi comissionado em 1979 para o E516. O E516 não tinha boa reconstrução de vértices o que limitou o número de eventos charmosos reconstruídos. A E691, foi um experimento muito bem sucedido de fotoprodução de charme. Usou feixe de fótons e alvo de berílio. O sucesso da E691 deveu-se a utilização de detectores de silício para reconstrução dos vértices secundarios e a adoção de um *trigger* muito aberto (baseado na Energia transversa do evento). O exemplo foi continuado nas experiências posteriores realizadas no TPL. A E769, usou feixes hadrônicos ($K^\pm$, $\pi^\pm$ e $p^\pm$) e alvos segmentados de alumínio, berílio, cobre e tungstênio. O número de eventos charmosos totalmente reconstruídos na E691 foi cerca de 10.000, enquanto que na E769 foram reconstruídos cerca de 5.000 eventos.

A experiência E791 foi desenvolvida para obter a maior estatística de eventos charmosos da época, a fim de explorar toda uma nova região da física do charme, como por exemplo, a procura por decaimentos charmosos raros. O número de eventos charmosos totalmente reconstruídos na E791 é da ordem de 250,000, cerca de 20 vezes maior do que a de suas predecessoras.

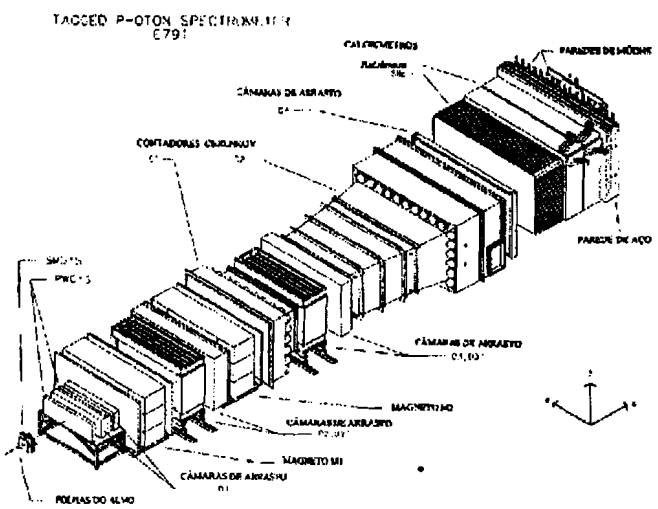


Figura 3.1: O espectrômetro da E791.

Este experimento utilizou feixe de píons de 500 GeV/c e alvos de platina e carbono. O espectrômetro E791 [31] era de grande aceptância (fig. 3.1) e consistia de 23 planos de detectores de silício (SMD), 2 câmaras proporcionais multifilares (MWPC) com um total de 6 planos e 4 câmaras de arrasto, contendo um total de 35 planos, para a determinação das trajetórias de partículas carregadas; 2 magnetos analisadores que posibiltaram a medida do momentum e carga de partículas carregadas; 2 contadores Čerenkov para a identificação de partículas; calorímetros eletromagnético e hadrônico para a medida da energia neles depositada e, finalmente, dois detectores de múons, o primeiro constituído de 15 placas de cintiladores e o segundo de 16 placas de cintiladores.

Os dados foram coletados de julho de 1991 a janeiro de 1992. Ao total, foram armazenados cerca de 20 bilhões de eventos em 24 mil fitas de 8mm. O trabalho de reconstrução dos dados foi realizado de março de 1993 até agosto de 1994. Obteve-se cerca de 250 mil eventos charmosos totalmente reconstruídos, além de uma produção enorme de híperons: 20 mil Ω's, 1.5 milhões de Ξ's e algumas dezenas de milhões de Λ's.

3.1 O Feixe

Nos experimentos com alvo fixo no Fermilab se usa o feixe de prótons do Tevatron para injetarse numa linha de feixe até as diversas áreas experimentais. O Tevatron do Fermilab acelera prótons até uma energia de 800 GeV e a obtenção deste feixe é feito em cinco etapas envolvendo diferentes aceleradores (fig. 3.2).

No acelerador eletrostático *Cockcroft-Walton* , íons de H^- são acelerados até uma energia de 750 KeV e injetados num acelerador linear de 160m, o LINAC. Os íons são aceleradas no LINAC através de uma série de cavidades de rádio-frequência, que faz com que estes se juntem em pequenos grupos (*bunches*). Estos grupos se desfazem na saída do LINAC, quando os íons atingem a energia de 200 MeV.

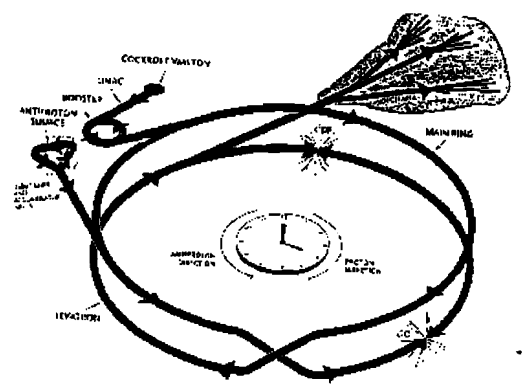


Figura 3.2: O conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe do Fermilab.

A energia final se obterá com três síncrotons de diferentes características.

O síncroton é uma máquina cíclica, na qual o feixe de partículas é mantido em órbita circular através de dipolos magnéticos. A cada volta as partículas são aceleradas por cavidades de rádio-frequência sincronizadas, sendo necessário aumentar o campo magnético dos dipolos para mantê-las na mesma trajetória. As partículas ao se deslocarem, também sofrem oscilações espaciais transversais e longitudinais (oscilações de energia), sendo

necessário utilizar quadrupolos magnéticos para focalizar o feixe.

Para obter um feixe de prótons os íons provenientes do LINAC passam por uma fina camada de carbono perdendo seus elétrons, então o feixe é enviado para o primeiro síncroton (*Booster Ring*), de 216 m de raio. Após serem acelerados até 8 GeV, o feixe de prótons é injetado no anel principal (*Main Ring*), de 1km de raio, onde alcançam 150 GeV. Durante a transferência do feixe de prótons é necessário que as fontes de rádio-frequência dos dois aceleradores estejam em fase, a fim de que se mantenha a estrutura periódica do feixe. Finalmente, o feixe de prótons passa para o último síncroton, o *Tevatron*), um anel com magnetos supercondutores situado sobre o *Main Ring*, alcançando a energia final de 800 GeV.

Ao atingir a energia máxima, cerca de 10^{13} prótons são extraídos durante um intervalo de 22 segundos (intervalo denominado *spill*) e enviados para as três áreas experimentais: Méson, Neutrino e Próton(fig 3.2). Após um intervalo de 34 segundos (*interspill*), em que o *Tevatron* é alimentado com mais prótons, repete-se o processo de extração.

A linha de feixe destinada a área de prótons é ainda subdividida em PWEST(PW), PCENTER(PC), WIDE-BAND e PEAST(PE), onde está localizado o TPL. Na linha de feixe do PEAST, um fluxo típico de 10^{12} prótons por *spill* interagem com um alvo de berílio de 30 cm de espessura. Os píons produzidos na interação são selecionados, focalizados e alinhados respectivamente por dois quadrupolos e dois dipolos magnéticos e levados à colisão com o alvo da E791 (são píons negativos, para evitar contaminação de prótons, e com momentum de 500 GeV/c). Aproximadamente 42 milhões de píons são produzidos por *spill*.

3.2 O Alvo

O alvo segmentado da E791 consistiu de cinco discos de cerca de 1cm de diametro. O primeiro (o mais perto da entrada do feixe) foi de platina de 0,5mm de espessura, seguido por quatro discos de carbono de 1,6mm de espessura. A figura 3.3 mostra a posição de cada uma das lâminas do alvo, obtidas através da reconstrução dos vértices[1] primários.

[1]Daqui por diante, chamaremos de vértice o ponto onde duas ou mais trajetórias se cruzam, podendo

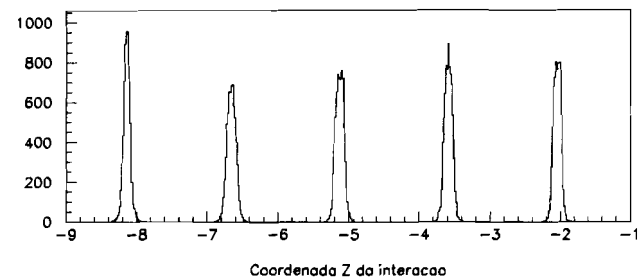


Figura 3.3: Posição Z[cm] dos vértices primários reconstruídos.

A escolha do alvo da E791 foi feita para ter uma alta taxa de interação e uma reduzida probabilidade de espalhamento múltiplo e interações secundárias, que prejudicam a resolução do vértice. A platina e o carbono foram escolhidos devido a alta densidade que permite utilizar lâminas finas, mas que ao mesmo tempo forneça uma alta taxa de interação. Cada alvo, ver tabela 3.1, foi de aproximadamente .006 de um comprimento de interação, dando um total de cerca de 3% para os cinco alvos. Isto é cerca de 3% do total dos píons incidentes interagem com algum alvo. Se escolheu a platina por seu alto número atômico Z, mas só se usou num alvo porque alto Z também resulta em significativo espalhamento de partículas carregadas. Alvos de materiais diferentes permitem medir a dependencia com o número atômico da seção eficaz de interação. A separação entre alvos escolheu-se tendo em conta que o comprimento médio que uma partícula charmosa, de tempo de vida médio típico de $(4\text{-}10)\times10^{-13}$ s e momentum típicos de 100-200 GeV/c, percorre é de 0.5-1 cm. A separação foi de 1.3-1.4 cm para que o vértice secundário estivesse fora dos alvos na maior parte dos decaimentos.

ser fruto de uma interação ou decaimento.

Folha	1	2	3	4	5
Material	platina	carbono	carbono	carbono	carbono
Posição z (cm)	-8,191	-6,690	-5,154	-3,594	-2,060
Espessura (mm)	0,52	1,57	1,57	1,53	1,58
Comprimento de interação(%)	0,584	0,589	0,586	0,582	0,582
Diâmetro (cm)	1,01	1,37	1,38	1,37	1,36

Tabela 3.1: Características do alvo.

3.3 O Espectrômetro

O espectrômetro da E791, como todos na Física Experimental de Altas Energias, é um conjunto de detectores projetados para tarefas específicas, como determinação dos vértices, das trajetórias, da carga, do momentum, da energia e da identificação das partículas.

3.3.1 O Detector de Microtiras de Silício(SMD)

A determinação dos vértices primário (posição onde as partículas charmosas são produzidas) e secundários (posição onde as partículas charmosas decaem) com uma boa resolução é fundamental para a análise de eventos charmosos, pois permite reduzir boa parte do fundo combinatorial[2]. Para separar eventos charmosos de eventos hadrônicos comuns é necessário que o detector de vértice, nesse caso o Detector de Microtiras de Silício ou SMD (*Silicon Microstrip Detector*) [32], possua excelente resolução espacial, já que a separação típica entre os vértices de produção e decaimento é da ordem de algumas centenas de microns, além de ser capaz de operar em altas taxas de interação($\sim 10^6 Hz$).

Nesse tipo de detectores utiliza-se uma junção de materiais tipo p e n[3], feita através da implantação de uma fina camada de material tipo p na supefície do cristal de silício dopado com materiais tipo n. Nesta junção, os elétrons e buracos são rearranjados, ficando a região n positiva e p negativa. Estas cargas se acumulam na regiao central (região de depleção) criando uma barreira de pontencial que repele os portadores de cargas desta região. A aplicação de uma diferença apropriada de voltagem permite aumentar a região de depleção para quase toda extensão do cristal.

[2]eventos formados pela combinação aleatória de traços

[3]Tipos p e n dão origem a um excesso deportadores de cargas positivas(buracos) e negativas respectivamente.

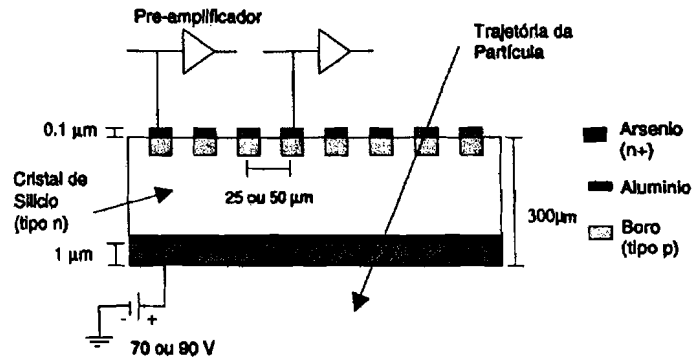


Figura 3.4: Seção reta de um plano de SMD.

Os planos de SMD na E791 são confeccionados em finos planos, com cerca de 300 μm de espessura, de silício tipo-n. Se escolheu uma espessura pequena para minimizar o espalhamento múltiplo. Ver figura 3.4. Numa das faces são gravadas pequenas tiras com 30 μm de largura, e interespaçadas de 25 ou 50 μm, com dopagem de boro tipo-p. Na outra face recebe uma forte dopagem com arsênio (tipo n). Para coletar a carga depositada é aplicada uma fina camada de alumínio sobre o boro e arsênio.

Qualquer partícula carregada ao passar pela região de depleção do plano de SMD, produz aproximadamente 24.000-25.000 pares elétron-buraco ao longo de sua trajetória. Esses pares são separados pelo campo elétrico existente na região. O pulso elétrico produzido na tira mais próxima à passagem da partícula é coletado e amplificado, dando a localização da partícula incidente. Cada tira tem o seu próprio canal de saída. A E791 utilizou 23 planos de SMD, 6 antes do alvo e na linha de feixe para a determinação da trajetória do feixe, e 17 após o alvo para a reconstrução dos vértices primários e secundários(ver figura 3.5). Este conjunto de planos detecta partículas no volume de um cone de 125 mrad, e estão dispostos na direção x, y e v, onde v é rodado $20,5°$ em relação a x. Em conjunto o sistema têm uma aceptancia geométrica de ± 125 mrad com uma eficiência aproximada de 90% e ruído de fundo de 0.1%. As principais características dos planos de SMD estão mostradas na tabela 3.2.

Plano	Orientação	Posição (cm)	Espaçamento das tiras(μm)	Dimensão cm^2	Eficiência
1	y	-80.250	25	5x5	0.85
2	x	-79.919	25	5x5	0.85
3	w	-74.529	25	5x5	0.98
4	w	-33.163	25	5x5	0.98
5	x	-30.133	25	5x5	0.98
6	y	-29.483	25	5x5	0.98
7	y	0.670	25;50	5x5	0.83
8	x	1.000	25;50	5x5	0.85
9	x	1.931	50	10x10	0.93
10	y	3.015	50	10x10	
11	v	6.684	50	10x10	0.96
12	y	11.046	50	10x10	0.98
13	x	11.342	50	10x10	0.97
14	v	14.956	50	10x10	0.94
15	x	19.915	50	10x10	0.90
16	y	20.254	50	10x10	0.88
17	v	23.878	50	10x10	0.98
18	v	27.588	50;200	10x10	0.98
19	x	31.848	50;200	10x10	0.96
20	y	34.548	50;200	10x10	0.98
21	x	37.248	50;200	10x10	0.99
22	y	39.948	50;200	10x10	0.99
23	v	45.508	50;200	10x10	0.99

Tabela 3.2: Características dos 23 planos de SMD. Os planos 7 e 8 assim como os últimos seis têm menor espaçamento na região central que nas bordas. O valor negativo de z indica que o plano estava antes do alvo.

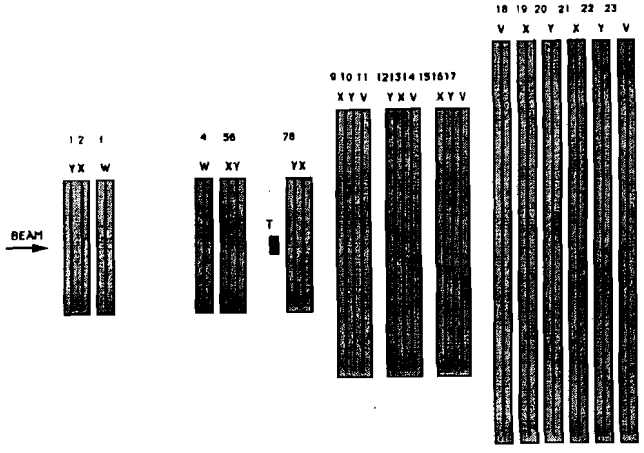


Figura 3.5: Configuração dos planos de SMD na E791.

3.3.2 Câmaras Proporcionais Multifilares (MWPC)

As MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*) são detectores de partículas carregadas, que analogamente aos detectores SMD, utilizam a ionização de um meio gasoso para localizar a partícula. Consistem básicamente de um tanque de gás submetido a um campo elétrico originado por um conjunto de fios anodos, situados entre dois planos catodos (fig 3.6). O funcionamento basea-se no fato de que partículas carregadas ao atravessarem um meio gasoso deixam um rastro de moléculas ionizadas. A alta voltagem aplicada entre anodo e catodo força estes elétrons a migrarem para o fio mais próximo. À medida em que estes são acelerados na região de alto campo ao redor do anodo, eles provocam mais ionizações criando mais elétrons livres. Este proceso chama-se avalanche. Dependendo do campo elétrico aplicado no gás o detector pode trabalhar numa região de ionização, proporcional, geiger, streamer ou de descarga continua. Nosso detector trabalha na região proporcional que têm a propiedade que o número de elétrons livres na avalanche final é directamente proporcional ao número original de elétrons livres, ou equivalentemente á quantidade de energia depositada, que deixou a partícula ionizante. Nos MWPC só nos

interesa medir a posição e não a energia depositada a qual, como veremos depois (seção 3.3.6), é medido pelos calorímetros. Como resposta à avalanche cria-se um um pulso elétrico no fio anodo mais perto à trajetoria da partícula carregada inicial, e a carga coletada pasa para um TDC (*time-to-digital converter*) via um discriminador, registrando sua posição . A posição é determinada pela posição do fio e a resoluçao espacial pelo espaçamento entre fios. De fato, a resolução é dada pelo espaçamento dividido por $\sqrt{2}$.

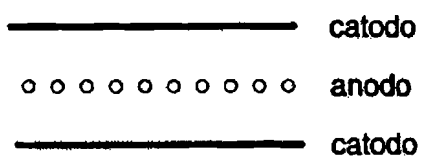


Figura 3.6: Esquema de uma MWPC típica.

A E791 utilizou quatro MWPC na linha do feixe. Dois antes do alvo, para uma melhor determinação do traço do feixe e uma melhor obtenção do vértice primário, e mais dois após o alvo para melhorar a determinação da coordenada y, que nao é medida diretamente pelas câmaras de arrasto, como veremos depois. A mistura gasosa das câmaras foi de 17% CO_2, 0,3% Freon e 87% Argônio. Cada MWPC na linha de feixe era composto de 4 planos com orientações nas direções X, X', Y e W. Cada plano possuía 64 fios espaçados de 1mm. O plano X' era deslocado de 0,5 mm para atingir uma melhor resolução. O plano W era inclinado de -60° em relação a X. Os dois últimos planos de MWPC, situados após o alvo, foram utilizados para medir a coordenada y, sendo que cada plano era constituído de 288 fios espaçados de 2 mm.

3.3.3 Câmaras de Arrasto

As câmaras de arrasto, junto com os magnetos, são as de maior importância no sistema de *tracking* de partículas carregadas, em adição aos SMD e MWPC. localizadas na região posterior ao alvo, possibilitaram que as trajetórias e momentums de partículas carregadas fossem determinados ao longo do espectrômetro. Os momentums das partículas eram

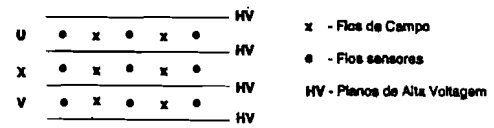


Figura 3.7: Arranjo dos planos de uma câmara de arrasto.

determinados pela medida da deflexão que suas trajetórias sofriam ao atravessarem as regiões de campo magnético.

Análogamente às MWPC o funcionamento das câmaras de arrasto basea-se no fato de que partículas carregadas ao atravessarem um meio gasoso deixam um rastro de moléculas ionizadas. Os elétrons liberados do gás são atraídos para os fios sensores, e devido a fios de campo estratégicamente localizados, migram com uma velocidade praticamente constante (velocidade de arrasto) durante a maior parte do trajeto sendo esta a diferença básica com os MWPC. Os elétrons livres quando estão na vizinhança dos fios sensores, igual que nas MWPC, produzem uma avalanche de novos elétrons que sensibiliza o fio. A carga coletada pasa para um TDC (*time-to-digital converter*) via um discriminador dando uma medida do tempo gasto pelos elétrons para alcançar o fio sensor mais próximo. Supondo uma velocidade de arrasto constante, obtém-se a que distância a partícula passou deste fio. Usando outros planos com diferentes orientações obtemos a posição onde passou a partícula. A resolução espacial de uma câmara de arrasto pode ser uma ordem de magnitude menor que as MWPC, ainda que um pouco mais lentas.

Na figura 3.7 vemos os planos de uma câmara de arrasto. O plano sensor é composto de fios sensores paralelos, alternados de fios de campo. Cada plano sensor está localizado entre dois planos contendo fios de alta tensão. Determina-se a posição e o potencial eletrostático de cada fio no interior da câmara, de maneira a produzir um campo elétrico praticamente constante na maior parte da câmara.

Na E791 foram usadas 35 planos sensores agrupados em 11 arranjos (conjunto de planos usados para determinar um ponto espacial). Estos arranjos foram, por sua vez, agrupados em quatro estações (D1, D2, D3 e D4). Todas as câmaras receberam a mesma

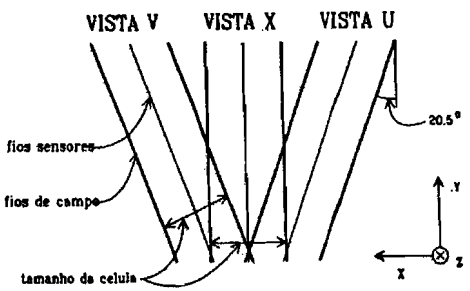


Figura 3.8: Orientação dos planos das câmaras de arrasto.

mistura de 50% de argônio e 50% de etano. Os planos tinham orientações nas direções X, U e V (ver fig. 3.8). Os fios do plano X estavam orientados na direção vertical, enquanto que os planos U e V eram inclinados respectivamente de $\pm\ 20,5°$ em relação a X. Além disso, a estação D1 possuia planos X', similares a X, porém ligeiramente deslocados (a metade do tamanho da célula), para resolver a ambigüidade que surge devido a impossibilidade de distinguir de qual lado de um fio a partícula passou. Na figura 3.1 vemos as posições das câmaras no espectrômetro e na tabela 3.3 algumas características [7].

As três primeiras câmaras apresentaram uma eficiência média de 95%, e a quarta de 90%. Existe uma pequena zona de baixa eficiência na região central (região do feixe), devido a alta intensidade de partículas que a atravessavam e causando um desgaste nos fios dessa região .

3.3.4 Os Magnetos

O momentum das partículas carregadas é determinado medindo a curvatura dos traços num campo magnético. Nosso espectrômetro possuía dois magnetos, M1 e M2, de grande abertura angular que produziam campos magnéticos verticais no sentido negativo do eixo y. Estes campos foram cuidadosamente mapeados com precisão de 0,1% e sua estabilidade foi rigorosamente acompanhada pelo monitoramento das correntes e tensões e pela reconstrução,em cada run, de partículas K_s (ver fig. 3.9). Na tabela 3.4 mostramos

	D1	D2	D3	D4
Dimensões(x,y) (cm^2)	160 x 120	230 x 200	330 x 200	550 x 300
Zona activa (x,y) (cm^2)	86x65(D1-1)	182x130(D2-1)	254x130(D3-1)	508x240(D4-1)
	114x65(D1-2)	182x130(D2-2)	254x130(D3-2)	
		210x130(D2-3)	254x130(D3-3)	
		228x130(D2-4)	302x130(D3-4)	
Orientação dos fios	X, X', U, V	X, U, V	X, U, V	X, U, V
Número de canais	1536	2400	1952	416
Tamanho da célula (U/V)(cm)	0,476	0,892	1,487	2,97
Tamanho da célula X(cm)	0,446	0,953	1,588	3,18
Número de planos	D1-1(4)	D2-1(3)	D3-1(3)	D4-1(3)
	D1-2(4)	D2-2(3)	D3-2(3)	
		D2-3(3)	D3-3(3)	
		D2-4(3)	D3-4(3)	
Resolução(cm)	0,035	0,030	0,030	0,080
Posição z (cm)	142,49-183,66	381,43-500,80	928,14-1047,10	1737,99-1749,42

Tabela 3.3: Características das câmaras de arrasto.

	M1	M2
Pos. central(cm) em Z	263,5	617,7
Dimensão na entrada(cm^2)	154 × 77	154 × 69
Dimensão na saída(cm^2)	183 × 91	183 × 86
Comprimento(cm)	101,6	101,6
Corrente(A)	2.500	1.800
$\Delta\ p_x$ (MeV/c)	212	320

Tabela 3.4: Características dos magnetos.

algumas características dos magnetos.

Quando as partículas carregadas produzidas na E791 atravessaram os magnetos recebiam um impulso de momentum na direção horizontal (eixo x) dado por [32]

$$\Delta\ p_x = -e \int B_y(0,0,z)dz, \tag{3.1}$$

Como a maioria das partículas com que trabalhamos vão quase paralelas á direção do feixe então podemos assumir que a trajetoria através do magneto é na direção z, o que nos dá um $\Delta\ p_x$ independente do momentum inicial. Pode-se calcular diretamente $\Delta\ p_x$ (e portanto o novo momentum da partícula) medindo-se o desvio angular θ em sua trajetória.

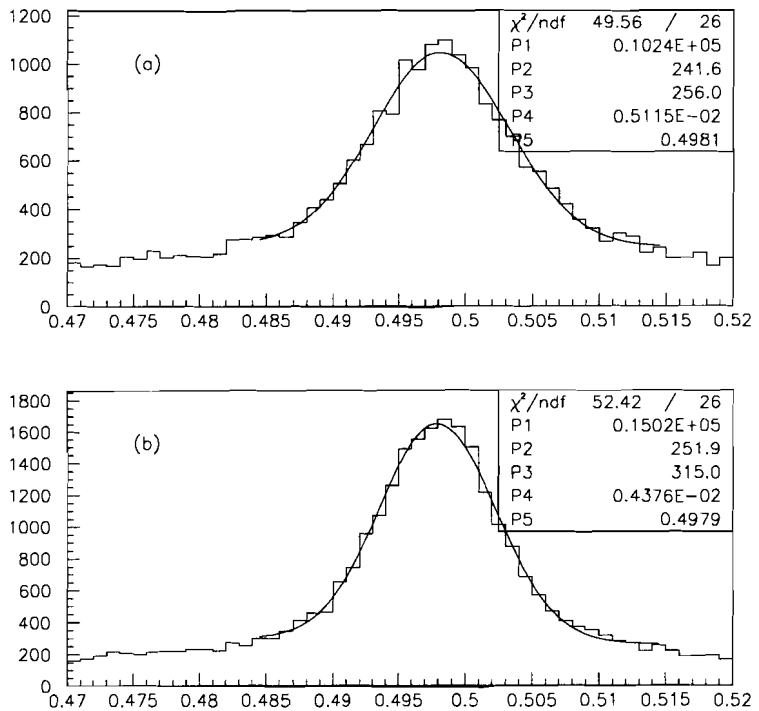


Figura 3.9: Espectro de massa do K_s (a) Momentum dos traços medidos com um magneto, (b) Momentum dos traços medidos com dois magnetos. A largura da massa do K_s (parâmetro P4) é diretamente proporcional à incerteza na medida dos momentums, sendo maior no caso (a).

Se o módulo do momentum inicial (p_x, p_y, p_z) da partícula é p então $tag(\theta) = \Delta\ p_x/p$. O novo momentum da partícula que sai do magneto vai ser $(p_x + \Delta\ p_x, p_y, p_z)$.

A resolução do momentum depende essencialmente de dois fatores: precisão na medida da trajetória reconstruída e a quantidade de espalhamento múltiplo que as partículas sofrem ao atravessar o espectrômetro. A resolução do momentum foi parametrizada em todo o volume do magneto em função de dois fatores, que levam em conta a qualidade na determinação dos traços e o possível desvio da trajetória inicial ocasionado pelo espalhamento múltiplo [7].

A resolução do momentum vai se refletir nas medidas das larguras de decaimentos fracos, como por exemplo dos híperons Λ, Ξ e Ω. Se a resolução fosse perfeita, estes híperons teriam larguras de decaimento muito pequenas para se medir, no entanto, com base em nossos dados, encontramos uma largura de decaimento de 2 MeV para o decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p^+\pi^-$.

3.3.5 Detectores de Radiação Čerenkov

Muitas partículas charmosas (contendo o quark *charm*) têm no estado final de decaimento, além de píons, prótons e kaons. É muito útil poder identificar prótons e kaons entre os abundantes píons.

Detectores típicos podem ser de limiar (detectando toda a luz emitida a partir de um limiar de momentum) ou diferencial (detectando só um diferencial do ângulo sólido de luz). A E791 escolheu para a identificação de partículas dois grandes detectores de limiar de radiação Čerenkov[33](C1 e C2) cheios de gas. O efeito Čerenkov é baseado no fato que uma partícula carregada ao atravessar um meio dielétrico com velocidade v superior à velocidade da luz nesse meio $\frac{c}{\eta}$, onde η é o índice de refração do meio, provoca emissão de fótons (radiação Čerenkov). Esses fótons são emitidos num ângulo bem definido θ_c, dado pela relação: $\cos\theta_c = \frac{c}{v\eta}$[4]. Esta fórmula só serve se $\frac{c}{v\eta} \leq 1$, o que implica que a emissão de fótons só ocorre a partir de um valor limiar da velocidade V. Nosso detector mede momentums (as velocidades só indiretamente), então é conveniente calcular com

[4]Esta relação é estritamente igual para o caso de um radiador infinito

isto o limiar de momentum(p_{th}) que será dado por:

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{\eta^2 - 1}}. \tag{3.2}$$

Vemos que partículas com diferentes massas dão diferentes valores limiares de momentum, possibilitando distinguí-las.

O número de fótons N_γ produzidos por unidade de comprimento do radiador e por unidade de comprimento de onda, é dado, para o caso classico de um elétron, por [34]

$$\frac{d^2N_\gamma}{dld\lambda} = \frac{4\pi^2 r_e m_e c sen^2\theta_c}{h\lambda^2}, \tag{3.3}$$

onde λ é o comprimento de onda dos fótons emitidos, r_e e m_e são o radio classico e a massa do elétron e h a constante de Planck. A figura 3.10 mostra o número de fótons emitidos por unidade de comprimento em C1 e C2, em função do momentum da partícula. Os limiares podem ser obtidos das curvas da figura 3.10.

Os contadores operavam a pressão atmosférica e a luz produzida no seu interior era refletida por um arranjo segmentado de espelhos curvos acoplados a estruturas coletoras de luz chamadas cones de Winston [34], os quais levavam a luz coletada à fotomultiplicadoras. Se escolheu um arranjo do espelhos para minimizar a superposição da luz proveniente de duas ou mais partículas em um mesmo segmento, e ao mesmo tempo assegurar que o cone de radiação devido a uma única partícula não seja refletida por mais de um espelho. Isto levou a usar uma maior segmentação na região central dos detectores, onde a densidade de partículas é maior (fig. 3.11). O caminho seguido pela luz nos dois detectores é mostrado na figura 3.12. A configuração de C1 é mais complicada para proteger suas fotomultiplicadoras do campo magnético produzido por M2. A tabela 3.5 mostra algumas características dos dois detectores Čerenkov.

Tendo o momentum de uma partícula que atravessa os detectores e sabendo em que detector houve ou não emissão de radiação Čerenkov podemos estimar uma probabilidade para a identificação das partículas para diferentes regiões de momentum. Na tabela 3.6 temos um diagrama lógico para diferentes faixas de momentum e, para diferentes tipos de partículas, mostrando os estados lógicos em que se encontram os detectores C1 e C2,

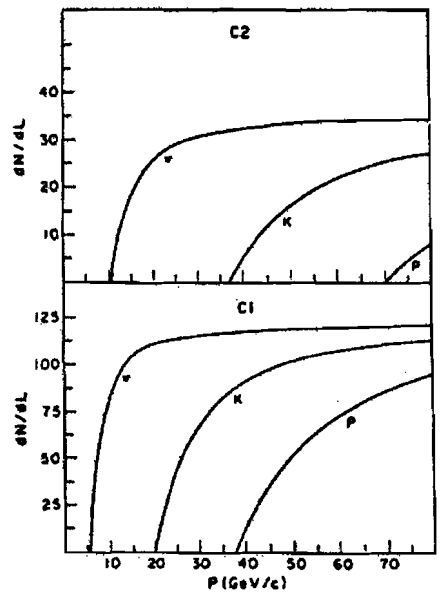


Figura 3.10: Número de fótons emitidos por unidade de comprimento em função do momentum da partícula para cada um dos detectores Čerenkov.

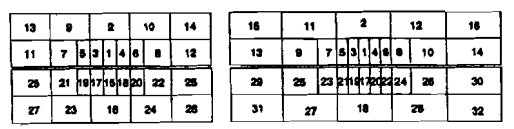


Figura 3.11: Arranjo dos espelhos de C1 e C2.

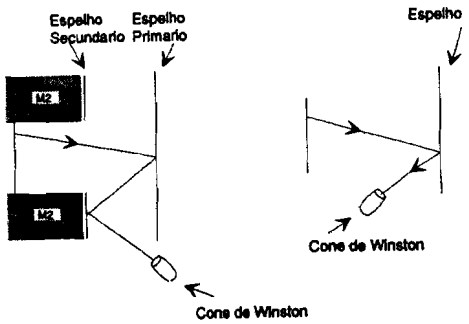


Figura 3.12: Caminho seguido pela radiação em C1 e C2.

	C1	C2
Comprimento(m)	3.7	6.6
Número de espelhos	28	32
Mistura gasosa	$100\% N_2$	$80\% H_e, 20\% N_2$
$\delta = (\eta - 1)$	290×10^{-6}	86×10^{-6}
Limiar para píon (GeV/c)	6	11
Limiar para kaon (GeV/c)	20	36
Limiar para próton (GeV/c)	38	69

Tabela 3.5: Características de C1 e C2.

Momento(GeV/c)	π	K	p
6-11	$\mathbf{C_1\bar{C}_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$
11-20	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$
20-36	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1\bar{C}_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$
36-38	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{\bar{C}_1\bar{C}_2}$
38-69	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1\bar{C}_2}$
69-250	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1C_2}$	$\mathbf{C_1C_2}$

Tabela 3.6: Estados dos detectores Čerenkov em função do momentum das partículas.

onde $\mathbf{C}$ significa a presença de radiação Čerenkov e $\bar{\mathbf{C}}$ significa a ausência. Para a faixa de momentum $p < 6$ GeV nenhuma informação pode ser obtida dos detectores C1 e C2. Neste caso foram atribuídos valores *a priori* de 81%, 12% e 4% para a probabilidade de uma partícula ser respectivamente um píon, kaon ou próton[35]. Estes valores foram baseados na frequência com que cada partícula foi encontrada nos experimentos anteriores deste espectrômetro.

3.3.6 Os Calorímetros

Os calorímetros são detectores que medem a energia total neles depositada pelas partículas com as quais interagem. Podem ter várias funções em experimentos de altas energias. Permitem detectar partículas neutras, que são transparentes aos demais detectores anteriormente descritos, como também auxiliar o processo de identificação de léptons e hádrons. Na E791 esses detectores também foram utilizados na seleção de eventos, sendo responsáveis pelo gatilho (*trigger*) principal da experiência que é dado em função da energia transversa das partículas.

Na E791, foram usados dois calorímetros: o SLIC (*Segmented Liquid Ionization Calorimeter*), que é um calorímetro eletromagnético, e o calorímetro hadrônico, ou Hadrômetro, para detectar a energia depositada por hádrons.

O Calorímetro Eletromagnético: SLIC

O SLIC é o detector de fótons e elétrons. Acima de 100 MeV, a interação com a matéria é dominada pelo processo de criação de pares elétron-pósitron, para os fótons, e de *bremsstrahlung*, para os elétrons. Elétrons atravessando um meio qualquer emitem fótons por *bremsstrahlung*, que se convertem em pares e^+e^-, que, por sua vez, emitem novos fótons, num processo em cascata denominado chuveiro eletromagnético. Este processo de produção de pares e radiação se repete até que toda a energia da partícula incidente (elétron ou fóton) tenha se depositado.

O SLIC [36] era composto de 60 finas camadas radiadoras de chumbo (na verdade Al-Pb-Al), alternadas com camadas de cintilador líquido (fig. 3.13). O chumbo tinha

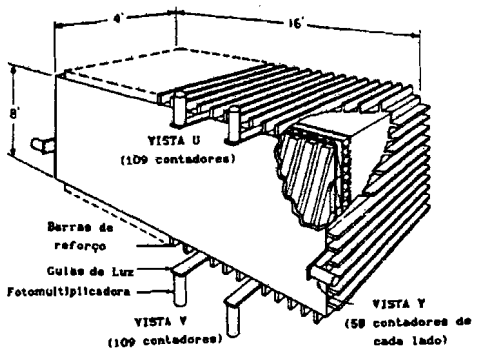


Figura 3.13: (a) Visão em perspectiva do Calorimetro Eletromagnético.

como função iniciar e manter o chuveiro de partículas, enquanto que o cintilador era utilizado para detectar elétrons e pósitrons no chuveiro. Cada camada correspondia a 1/3 de comprimento de radiação e ao todo foram 20 comprimentos de radiação. Para informar a posição do chuveiro eletromagnético, as camadas estavam orientadas em três direções: Y (horizontal), U e V (mesma orientação dos planos das câmaras de arrasto). Ao todo foram 20 camadas por vista. Cada camada de cintilador foi dividida em faixas paralelas, por corrugações, em forma de ondas quadradas, de alumínio coberto por teflon(ver fig 3.14). Ver tabela 3.7.

A luz coletada no cintilador percorria as canaletas, através de reflexões totais internas nas paredes de teflon, até as suas extremidades. Em um dos extremos de cada canal existia um espelho a 90°, que refletia a luz que ía em sua direção para o outro extremo do canal, onde existia uma barra coletora. Uma única barra coletora recebia a luz de todos os canais que possuíam a mesma orientação e distância da linha do feixe, e integrava a luz sobre todo o comprimento do detector. Na região central, cada barra era conectada a uma única fotomultiplicadora, enquanto que nas partes mais externas cada duas barras eram ligadas a uma fotomultiplicadora. A luz coletada na fotomultiplicadora(PMT) era proporcional à energia depositada pela partícula incidente. Cada PMT tenha duas saídas: o anôdo,

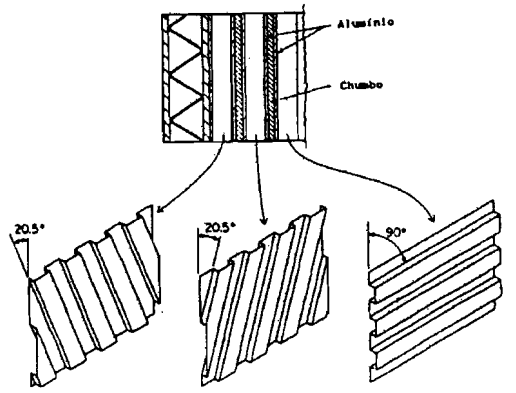


Figura 3.14: Detalhe do interior do Calorimetro Eletromagnético.

que ía para um conversor analógico-digital ou ADC (*analogic to digital converter*), para a digitalização da sinal, e a saída do último dinodo que ía para um módulo onde se somavam os sinais para o ET trigger.

Um chuveiro eletromagnético típico estava, na maioria das vezes, completamente contido em 5 contadores. Os 20 comprimentos de radiação eram suficientes para conter mais de 99% da energia da partícula incidente. Já um chuveiro hadrônico era cerca de duas vezes maior e então apenas parcialmente contido no SLIC.

O Calorímetro Hadrônico: Hadrômetro

Logo em seguida ao SLIC, havia um segundo calorímetro[37] para detectar hádrons. Dividido em dois módulos, sua estrutura era semelhante à do SLIC. Cada módulo era composto de 18 camadas de aço alternadas com 18 camadas de cintilador dispostas em duas vistas: X e Y. O total de material nos dois módulos correspondia a 6 comprimentos de interação, o que fazia com que a quase totalidade dos chuveiros estivesse contida no calorímetro. Havia, em cada módulo, 33 canais de leitura para a vista X e 38 canais para a vista Y. Similarmente ao SLIC, cada canal agrupava as 9 camadas de cada faixa, em cada vista. Ligeiramente maior que o SLIC, sua área transversa à direção do feixe era de $\sim$13 m^2.

	SLIC	Hadrômetro
Dimensões(x,y,z) (cm)	488 × 244 × 122	270 × 490 × 158
Pos. z(centro) (cm)	1900	2041
Orientação das camadas	U, V, Y	X, Y
Número de camadas	60	36
Número de canais	334	142
Espessura das camadas de Pb(mm)	3,18	-
Espessura dos placas de Al(mm)	0,11	-
Espessura das camadas de Fe(mm)	-	2,54
Espessura das cam. de cintilador(mm)	12,7	0,95
Larg. das faixas(mm)	31,8	19,48
Compr. de radiação	21,5	52,8
Compr. de interação	2,1	5,9
Resolução de energia $(\frac{\Delta E}{E})^2$	$(\frac{17,4\%}{\sqrt{E}})^2 + (11,5\%)^2$	$(\frac{75\%}{\sqrt{E}})^2$
Resolução de posição (cm)	$\sim 0,65$	~ 5

Tabela 3.7: Características do Calorimetro Eletromagnético e Hadrônico.

Da mesma forma que no SLIC, cada PMT tinha duas saídas: o sinal do anodo indo para um ADC e o sinal do dinodo indo para o ET trigger. Um único fototubo coletava a luz produzida ao longo da direção **z**. A figura 3.15 ilustra o hadrômetro. Ver tabela 3.7.

Foi observado que o valor da razão entre a energia depositada no hadrômetro e a energia depositada no SLIC foi zero para 70% dos elétrons e pósitrons, produzidos por fótons que possuíam momentum na faixa de 2 GeV/c a 40GeV/c. No caso de píons carregados, selecionados a partir de uma amostra de K^o's, a razão $\frac{E_{had}}{E_{SLIC}}$ foi zero para 34% dos píons que possuíam momentum na faixa de 2GeV/c a 40GeV/c. Essa informação foi utilizada para auxiliar a identificação de píons e elétrons.

A energia total depositada por um hádron era obtida usando o SLIC e o hadrômetro em conjunto, já que muitas vezes, os chuveiros hadrônicos eram iniciados no SLIC. A resolução da posição dos chuveiros era 5cm e a resolução de energia não foi muito boa ($dE/E = 75\%/\sqrt{(E)}$), o que fêz que o hadrômetro não fosse útil na reconstrução de hádrons neutros. A sua principal função foi fornecer informação para o gatilho da energia transversa(ET) (ver seção 3.4) e impor vínculos adicionais para a reconstrução de léptons.

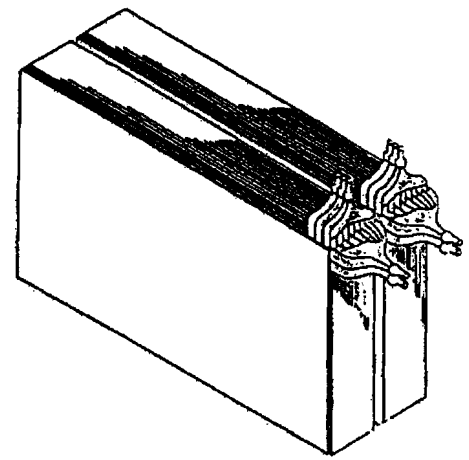


Figura 3.15: O calorímetro hadrônico.

3.3.7 As paredes de múons

Os hádrons, elétrons e fótons perdem essencialmente toda sua energia nos calorímetros. Adicionalmente, depois dos calorímetros, se colocou uma parede de aço de 1 m de espessura. Quase todas as partículas, exceto múons e neutrinos foram absorvidas por esta parede. Por interagirem basicamente via ionização, os múons perdem apenas uma pequena parte de sua energia ao atravessarem os calorímetros e a parede de aço e são as únicas partículas que podem ser detectadas nesta parte final do espectrômetro. Para este fim a E791 colocou aqui duas paredes de cintiladores (X e Y). As partículas que atingiam as paredes X e Y eram compostas basicamente de múons com energia acima de 4 GeV e partículas residuais (*punchthrough*) oriundas dos chuveiros hadrônicos produzidos nos calorímetros e na parede de aço. Uma vista superior do fim do espectrômetro se mostra na fig 3.16.

A parede de múons, X, localizada na posição z de 2243 cm, consistiu de 15 placas (fig 3.18). Doze dessas placas, situadas perifericamente, possuíam dimensões de 305 × 41cm

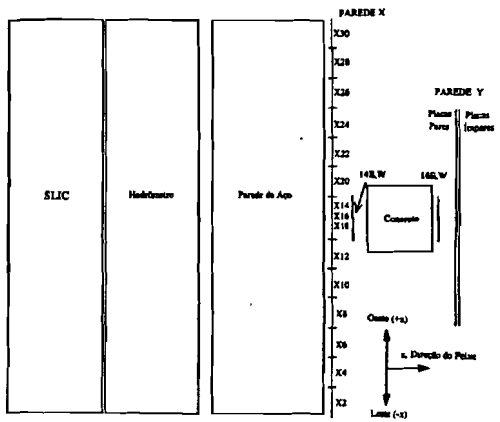


Figura 3.16: Vista superior do SLIC, Hadrômetro e Paredes de Múons.

(comprimento × largura). Na região central estavam duas placas de $120 \times 61cm$ e uma de $65 \times 61cm$. Cada placa estava conectada via um guia de ondas a uma fotomultiplicadora.

Um bloco de concreto de base $91 \times 91cm$ e altura de 228cm estava localizado entre as paredes X e Y. Este bloco, juntamente com quatro cintiladores (14Este, 14Oeste, 16Este e 16Oeste), cobria a região central da parede X. As placas 14Este e 14Oeste, de $30 \times 60cm$, localizavam-se após a placa X14, enquanto que as placas 16Este e 16Oeste, de iguais dimensões, situavam-se atrás do bloco de concreto, cobrindo a área da placa X16. Esta geometria está mostrada nas figs. 3.16 e 3.17. Os sinais das placas X14 e X16 eram usados em coincidência com os destas placas menores para diminuir a taxa de ruído da região central.

A parede múons Y, situada atrás da parede de concreto na posição z de 2419 cm estava composta de 16 placas de $300 \times 14,2cm$ (fig. 3.18). Analogamente a parede X, a cada placa estava conectado um fototubo.

Em ambas as paredes o sinal proveniente das fotomultiplicadoras eram discriminados e enviados para um módulo registrador e para uma TDC (*time to digital converter*). O módulo registrador apenas indicava em que placa a partícula incidiu, enquanto que o TDC

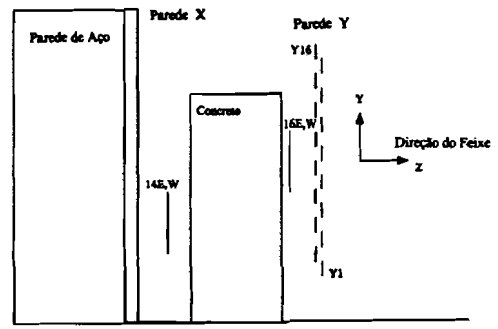


Figura 3.17: Vista lateral das paredes de Múons.

permitia também determinar a posição y na parede X e a posição x na parede Y.

As resoluções espacias na direção x eram 11,7 cm e 25 cm, respectivamente para as paredes X e Y, enquanto que as resoluções em y foram 45 cm e 3,5 cm. As eficiências de deteção de muons foram $(69 \pm 3)\%$ e $(100^{+0}_{-1})\%$ para as paredes X e Y [38], respectivamente.

3.4 O Trigger da E791

Aproximadamente um em cada mil interações resulta na produção de eventos charmosos. Esses eventos são muito difíceis de reconhecer em tempo real de tomada de dados (*on-line*). É necessário utilizar algum conjunto de critérios na seleção de eventos *on-line*, chamado de *trigger*, para obter uma amostra enriquecida de eventos charmosos.

A estratégia da E791, seguindo a mesma filosofia das experiências E691 e E769, teve como objetivo obter uma grande amostra de eventos charmosos, utilizando um *trigger* aberto, ou seja, impondo restrições fracas para guardar um evento com a ideia de selecionar os eventos de forma mais criteriosa depois em modo *off line*. Uma das conseqüências imediatas de se optar por um *trigger* aberto foi a necessidade de um sistema de aquisição de dados com capacidade de coletar e gravar eventos numa taxa bastante alta (ver seção 3.5).

O sistema de *trigger* consistia basicamente de dois passos: um *pré-trigger*, com tempo

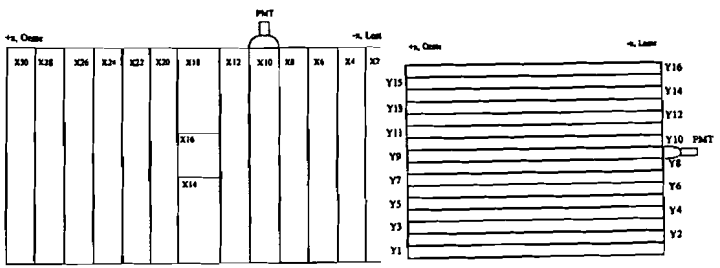


Figura 3.18: Visão frontal das paredes X e Y.

de resposta de 160ns, e o *full trigger* com duração de 470ns.

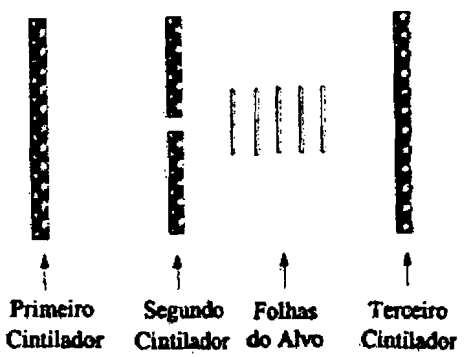


Figura 3.19: Esquema dos cintiladores responsáveis pela pré-seleção de eventos.

3.4.1 O pré-trigger

O *pré-trigger*, ou pré-seleção de eventos, visava garantir boas condições do feixe e a ocorrência da interação hadrônica. Esses requisitos foram obtidos utilizando-se um conjunto de três cintiladores. Os dois primeiros, chamavam-se de *veto counters* e localizavam-

Trigger	Definição do trigger	Hardware usado	Aceitado	Recusado
pre-trigger (160 ns)	ativo	digitalizadores DA	digitalizadores prontos buffers no cheios	digitalizadores ocupados buffers cheios
	feixe bom	1° cintilador 2° cintilador	1 partícula no feixe sem sinal	$\geq$ 2 partículas no feixe sem feixe feixe fora do eixo
	interação	3° cintilador	$\geq$ 5 partículas	sem interação
full-triger (470ns)	energia transversa		$\geq$ 3 GeV	produção de quarks leves
	energia total		$\leq$ 700 GeV	interações múltiples

Tabela 3.8: Requerimentos do trigger seletor de eventos.

se antes do alvo. Ver a figura 3.19. O primeiro cintilador estava localizado na região da passagem do feixe, e foi utilizado para vetar eventos em que mais de um píon do feixe estava presente. Seu discriminador foi ajustado de forma a permitir que o sistema de coleta de dados fôsse acionado, somente se o sinal fosse proveniente de uma única partícula. O segundo cintilador possuía um furo de 0,95cm de diâmetro na região de passagem do feixe e era usado para vetar eventos que contivessem uma partícula incidente fora do eixo do feixe. O último cintilador, chamado de *interaction counter*, localizado logo após ao alvo, tinha um discriminador ajustado de maneira a detectar a presença de no mínimo cinco partículas. Portanto, o *pre-trigger* exigia a anti-coincidência dos *veto counters* em coincidência com o *interaction counter*.

3.4.2 O trigger completo

O *full trigger*, ou trigger completo, além dos requisitos do *pre-trigger* está relacionado com o fato de que as partículas charmosas são produzidas em média com maior momentum transverso, em relação a linha do feixe, que as partículas que possuem somente quarks mais leves. A energia transversa era obtida através da soma ponderada dos sinais eletrônicos do SLIC e do Hadrômetro. O peso atribuído a cada canal era proporcional ao seno do ângulo de incidência, em relação a linha do feixe, da partícula no detector de tal forma que o maior peso era dado a sinais mais afastados da linea do feixe. As informações das

câmaras de arrasto não foram utilizadas por esse *trigger*, porque o tempo envolvido na decisão de descartar ou não o evento não era suficiente para uma reconstrução total, nem parcial, do evento. Eventos com energia transversa inferior a 3GeV eram vetados sendo, por tanto, que o principal efeito deste *trigger* foi eliminar eventos em que o feixe não interagia. Este *trigger* também foi utilizado para vetar eventos com energia total superior a 700GeV, o que indicaría de mais de uma interação. O corte foi acima da energia do feixe, de 500GeV, para permitir flutuações da energia medida.

Podemos ver na tabela 3.8 o resumo dos requerimentos para o *trigger*.

Para monitoreamento se tomaram também alguns conjuntos de dados sem restrição de E_T, do feixe e de interção.

3.5 O Sistema de Aquisição de Dados

A estrategia da E791 de utilizar um *trigger* aberto implicou no desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados que fosse capaz de coletar e armazenar eventos de uma maneira muito rápida. O sistema de aquisição de dados (DA) registra as informações fornecidas pelos diversos detectores, para cada evento selecionado pelo *trigger*. Os detectores fornecem as informações através de sinais eletrônicos, que após serem digitalizados, são armazenados em fitas magnéticas.

O DA foi projetado com objetivo de gravar um evento pelo menos 10 vezes mais rápido do que o conseguido na experiência anterior, E769. Para isto se começou pela substituição de quase todos os digitalizadores (ADC's e TDC's responsáveis por trazer as informações dos detectores), usados nas experiencias anteriores do TPL, por novos componentes com eletrônica mais avançada. 24,000 canais foram digitalizados e se conseguiu digitalizar e ler um evento em 50μs.

3.5.1 Armazenamento em memória

O DA da E791 [28, 30, 39], esquematizado na fig 3.20, funcionou de tal forma que os eventos eram processados durante o *spill* e o intervalo entre *spills*. Os fragmentos de dados após serem digitalizados são enviados para 8 armazenadores de memória EFB(*Event Fifo Buffer*) em paralelo, de 80 Mb cada, que foram projetados e construídos no Fermilab. Em conjunto tenham capacidade de armazenar 640 Mb e receber as informações dos digitalizadores a uma taxa de 100 Mb/s. Estes bancos de memória acomodavam todos os eventos gerados nos 23 seg. de um *spill*, possibilitando que o resto do sistema de DA operasse continuamente. Cinco dos EFB guardavam a informação dos TDC's das câmaras de arrastro e paredes de muons, o sexto à dos SMD's e os dois últimos dos calorímetros, MWPC's, contadores de Čerenkov e cintiladores.

3.5.2 A interface

A parte principal do sistema de DA foi a interface entre o armazenamento temporal da informação (EFB) e as unidades de fitas (exabytes). Para isto se usou umas unidades de CPU, designadas em Fermilab como un sistema multi-procesador em paralelo e chamadas de ACP (*Advanced Computing Projet*), as quais dependendo das funções que realizavam foram chamadas de EBI(*Event Buffer Interface*) or EH(*Event Handler*). A saída de cada EFB era conectada a 6 módulos EBI, em 6 diferentes bastidores VME. Em cada um dos 6 bastidores existiam 9 módulos ACP. Os EBI's leiam partes do evento, correspondentes a cada EFB, e reconstruíam a informação total do evento. Os EH's formateavam e comprimíam a informação antes de pasar para as unidades de fita. Todas as diferentes funções efetuadas pela interface foram coordinadas por um modulo ACP chamado de BOSS.

3.5.3 A gravação dos dados

A gravação dos eventos nas fitas, feita em paralelo, era gerenciada por controladoras MTC (*Magnetic Tape Controller*). As unidades de fitas foram exabytes que operavam com fitas de vídeo convencionais de 8mm, com capacidade de armazenar 2,3 Gbytes de informações. Colocou-se 2 MTC em cada bastidor, ligadas a 3 e 4 exabytes cada, dando um total de 42 exabytes no sistema inteiro. Em condições normais na tomada de dados, ao final de 3 horas as 42 fitas eram trocadas ao mesmo tempo. Este conjunto de 42 fitas é chamado de *run*.

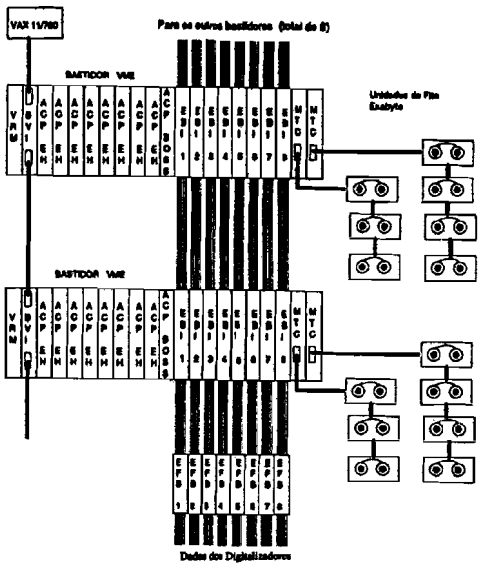


Figura 3.20: Componentes do sistema de aquisição de dados da E791.

O sistema de aquisição de dados lia os eventos numa taxa de 8.700 eventos por segundo em cada *spill*. Como o tamanho médio de um evento era de 3 Kbytes, obteve-se uma taxa de leitura de 26 Mbytes/s. A taxa total de operação do sistema de aquisição de dados foi de 9,6 Mbytes/s. Durante os 6 meses de tomada de dados, de julho 1991 até janeiro 1992, foram gravados 20 bilhões de eventos em 24.000 fitas de 8 mm.

Capítulo 4

Reconstrução e Seleção dos Eventos e do Monte Carlo

As informações digitalizadas dos eventos, ou dados brutos (*RAW data*), que passaram pelo *trigger* resultaram numa amostra de 20 bilhões de eventos que foram armazenados em 24 mil fitas de vídeo de 8mm ou aproximadamente 600 *runs*. Ver tabela 4.1. A próxima etapa foi a reconstrução desses eventos transformando os dados brutos em quantidades físicas (energia, momentum, carga, etc.).

Junto com a reconstrução se fez uma primeira seleção, ou filtro. Os dados reconstruídos e filtrados foram então armazenados em fitas chamadas DST (*Data Summary Tapes*). Esta amostra de dados reconstruídos foi submetida a várias etapas de seleção (amostra, sub-amostra,...), com o objetivo de enriquecer a amostra com os eventos objeto do nosso estudo (ver seção 4.2.1) reduzindo o fundo.

Para realizar nossa análise precisamos, junto com a amostra final de dados, duma amostra de eventos de MC para determinar a eficiência das várias etapas envolvidas na seleção das amostras de dados.

4.1 Reconstrução dos Eventos

A reconstrução se fez em dois passos principais. O primeiro foi a reconstrução dos traços e vértices, informações que serão usadas pelo filtro para escolher os eventos que possuam certas características que vamos requer (ver seção 4.2.2). O segundo foi a recon-

Experiência	Eventos Coletados (milhões)	Eventos Coletados Terabytes	Período de Coleta
FNAL E791	20.000	50	7/91 - 1/92
FNAL E831	6.000	21	96 e 97
FNAL E781	1.000	6.5	2/97 -10/97
FNAL E687	600	1.5	88, 90 e 91
FNAL E769	400	1	87 - 88
FNAL CDF	95	10	10/85 - 12/95
FNAL D0	80	40	2/92 - 12/95
HERA H1	70	2,5	5/92 - 12/95
HERA ZEUS	50	5	5/92 - 12/95
LEP ALEPH	60	1,7	8/89 - 11/95
LEP DELPHI	~ 30	~ 5	8/89 -11/95
LEP L3	83	3,4	8/89 - 11/95
LEP OPAL	102	1,5	8/89 - 11/95
CESR CLEO	600	5	10/79 - 12/95

Tabela 4.1: Estatística de dados processados na E791 e em outras diversas experiências.

strução total dos eventos que passaram pelo filtro. Nessa parte se fez a reconstrução das informações provenientes dos detectores de Čerenkov, calorímetros e paredes de múon.

A seguir faremos uma breve descrição das principais etapas envolvidas.

4.1.1 Passo 0: Calibração e Alinhamento

Antes da reconstrução e filtro de cada run se criaram arquivos contendo as constantes para calibração e alinhamento dos diferentes detectores do espectrômetro.

4.1.2 Passo 1: Reconstrução dos Traços e Vértices

Traços

Os traços carregados de um evento se procuram primeiramente nos planos de SMD. O programa inicia uma procura de traços uni-dimensionais em cada uma das vistas X, Y e V. Para serem aceitos os traços, nas vistas X e Y tem que haver, pelo menos, 4 planos sensibilizados (*hits*), e na vista V pelo menos 3 planos. Finalmente, os traços unidimensionais das três vistas são combinados para formar traços tridimensionais o que

é feito ajustando-se os pontos sensibilizados por uma linha reta pelo método dos mínimos quadrados.

Após a determinação dos traços nos SMDs, eles são prolongados através dos magnetos e câmaras de arrasto. Nas câmaras procura-se por tripletos (coincidência de sinal nas três vistas das câmaras de arrasto) para determinar o segmento do traço na região das câmaras de arrasto.

Na região dos magnetos levamos em conta que o campo magnético do espectrômetro está orientado na direção Y e, portanto as partículas carregadas não sofrem desvio nesta coordenada. Usando a projeção do segmento do traço podemos calcular o valor de Y esperado depois de atravessar o magneto. Então, numa faixa de Y em torno desse valor, na saída do magneto procuramos outro tripleto na câmara de arrasto seguinte. Além da reconstrução total do traço, com a variação da inclinação do traço na direção X, na região do magneto, podemos calcular a carga e momento da partícula. Cada traço determinado pelos procedimentos anteriores, sofre um novo ajuste para a determinação mais precisa do momento, que leva em consideração a variação espacial dos campos magnéticos no interior dos magnetos e em suas imediações. Usou-se uma aproximação pontual (*single bend point aproximation*) no filtro versão 5 e um mapeamento total do campo (*full field*) no filtro versão 7 (ver seção 4.2.2). Obviamente o cálculo do momentum é mais preciso quando o traço atravessa os dois magnetos.

Para ser aceito como traço se requería de um valor de χ^2/DOF menor que um certo valor máximo fixado[1]. Os traços obtidos com informações dos SMDs e câmaras de arrasto são denominados SESTR e os que não têm informação dos SMD, são chamados de ESTR. As informações dos traços são postas numa lista de traços (*TRACKS list*).

Vértices

Após a reconstrução dos traços do tipo SESTR procuramos os vértices da região dos SMDs usando-se a rotina VTXSTR. Começa-se pela busca do vértice primário. Para isto precisamos do traço do feixe (píon incidente), que debe ser um traço de boa qualidade. O

[1] DOF (número de graus de liberdade) neste caso é o número de planos de SMD ou câmaras de arrasto sensibilizados compartilhados com outros traços.

procedimento é procurar por um traço do tipo SESTR que faça um vértice com o traço do feixe. Um bom vértice é quando se têm um bom χ^2/DOF , onde χ^2 é a soma dos χ^2 dos traços que compõem o vértice e DOF são os graus de liberdade do sistema, neste caso o número total de traços no vértice. Adicionam-se todos os outros traços que mantenham o vértice formado com um bom χ^2/DOF. Quando não se têm um bom traço do feixe procura-se por um "bom" vértice que esteja localizado dentro do alvo.

Traços não utilizados no vértice primário se usam para procurar os vértices secundários. O procedimento é análogo com a diferença que esses vértices podem partilhar traços.

As informações dos vértices são postas numa lista de vértices (*VERTEX list*).

4.1.3 Passo 2: Reconstrução das Informações dos Calorímetros, Contadores Čerenkov e Paredes de múons

Após o Passo 1 os eventos passam pelo filtro (seção 4.2.2) e, depois deste continuamos com a reconstrução dos eventos que não foram rejeitados pelo filtro. As informações destes detectores são básicamente para a identifição do tipo de partículas.

Calorímetros

O código reconstrói os chuveiros de partículas carregadas e neutras nos dois calorímetros e calcula a probabilidade de um traço carregado ser identificado como um elétron(pósitron), fóton ou hádron, usando para isto as informações combinadas dos dois calorímetros, assim como a dos traços obtida no Passo 1.

As baixas resoluções em energia e posição do calorímetro hadrônico não permitem que estas informaçãoes sejam muito úteis na identificação de hádrons mas é básico na identificação de elétrons e pósitrons.

Contadores Čerenkov

A reconstrução das informações dos contadores Čerenkov é indispensável para a identificação de píons, káons e prótons. O código reconhece o número de fótons correspondentes para cada traço e assigna uma probabilidade de que este traço seja um píon, káon ou próton.

Tipo de partícula	probabilidade a *priori*
e	.02
μ	.01
π	.81
K	.12
p	.04

Tabela 4.2: Probabilidade a priori para cada tipo de partícula.

Primeiro foi atribuída a cada traço uma probabilidade a *priori*, baseada no número médio de partículas de cada tipo produzidas em experiências anteriores (ver tabela 4.2). As probabilidades para cada contador são calculadas comparando-se a quantidade de foto-elétrons detectados pelas fotomultiplicadoras do Čerenkov com a quantidade prevista para uma determinada hipótese de massa (ver fig. 3.10). Para cada detector e cada hipótese de massa foi definida uma função de probabilidade na forma poissoniana deformada [33] em função dos números de foto-elétrons previstos e medidos respectivamente. A probabilidade final P_i ($i = 1,5$ para as cinco hipóteses de massa: e, μ, π, k, p) atribuída a cada traço é o producto das probabilidades calculadas para os dois detectores Čerenkov e a probabilidade *a priori*. A normalização se obtém com: $\sum_{i=1}^{5} P_i = 1$.

Paredes de Múons

A reconstrução das informações das paredes de múons é únicamente para a identificação dos múons.

O código usa os valores de tempo dos TDC de cada placa para ter as posições dos *hits* correspondentes e depois, usando a extrapolação de todos os traços até as paredes de múons, procura por uma associação com algum traço.

4.2 Seleção dos Eventos

A seleção dos eventos passou por várias etapas. Primeiro foi o filtro, feito durante a reconstrução, o qual teve duas versões: 5 e 7. Depois foi um código de seleção (*strip*) da E791 que reduziu o reconstruído e a separou em duas partes: *Stream A*, usando a

VERTEX list, e o *Stream B*, de híperons. Na versão 5 o *Stream B* só foi para Λs e K_ss e teve que passar por uma seleção adicional para obter os Ξs e Ωs. Já na versão 7 o *Stream B* continha Λs, Ξs e Ωs.

4.2.1 As Variáveis

- SDZ - Esta variável é definida como:
  $SDZ = \Delta_z/\sigma_z$, onde $\Delta_z = z_{sec} - z_{pri}$ e $\sigma_z = \sqrt{(\sigma^2{}_{zpri} + \sigma^2{}_{zsec})}$
  onde Δ_z é a diferença das coordenadas z dos vértices secundário e primário (ou de interação) e σ_{zsec} com σ_{zpri} são as incertezas associadas a cada vértice. Portanto, esta variável representa a significância estatística na separação entre os vértices. Cortes nesta variável são muito eficientes para rejeição de combinações aleatórias de traços(fundo combinatorial), e na rejeição de eventos não charmosos provenientes de partículas com vidas-médias menores. É mais importante para partículas charmosas.

- DIP - É o parâmetro de impacto da trajetória reconstruída do candidato da partícula procurada com relação ao vértice primário. Este parâmetro de impacto representa a distância, no plano XY do vértice primário, entre o ponto de produção e a projeção do momentum do candidato. A variável DIP deve ser a menor possível, dentro da resolução do detector de vértice. Esta variável é muito eficiente na redução do fundo combinatorial, visto que é pouco provável que combinações aleatórias de traços apontem na direção do vértice primário. É uma variavel muito importante para se asegurar que os hyperons foram produzidos no vértice de interação.

- DCA - A menor distancia entre o vértice secundário e as trajetória dos traços que o conformam.

- JCATSG - Categoria do traço. Esta variável indica em quais câmaras de arrasto os traços foram vistos, associando a cada câmara um bit. Assim, um traço de categoria 15 ($2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3 = 15$) representa um traço visto em todas as câmaras

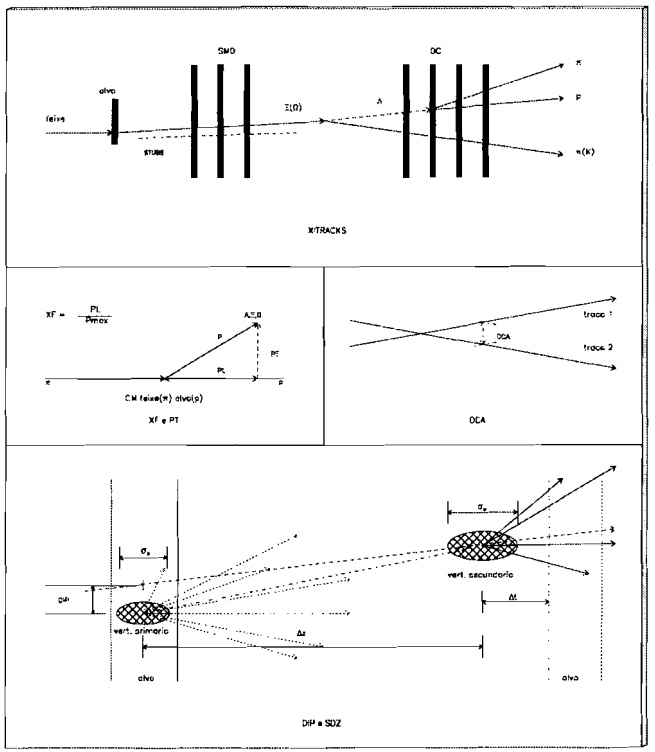


Figura 4.1: Disposição geométrica de um típico evento da E791 reconstruído na região dos alvos e algumas das variáveis que usaremos

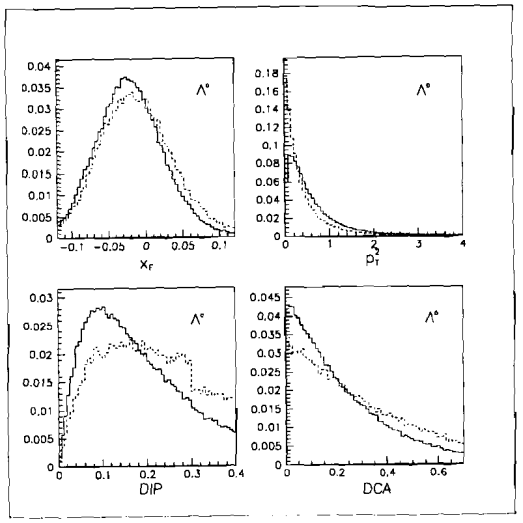


Figura 4.2: Comparação , para diferentes variáveis do Λ, entre a sinal (linha sólida) e o background (linha tracejada). A sinal e o background estão normalizados.

de arrasto, enquanto que um traço de categoria 3 ($2^0 + 2^1 = 3$) representa uma partícula vista apenas em D1 e D2. Os traços de categoria 7 e 15 passaram por ambos os magnetos, e portanto têm seus momentums mais bem determinados do que os traços de categoria 3.

- XIS - Esta variável é o valor de χ^2 por grau de liberdade do ajuste obtido para cada traço, e, portanto representa a qualidade de ajuste (*fit*) do traço.

- CHISEC - CHISEC é o valor de χ^2 por grau de liberdade no ajuste do vértice secundário.

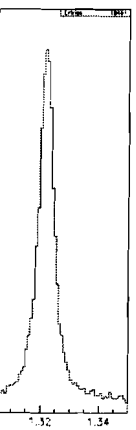
- P_T - No sistema CM da reação feixe-alvo ($\pi - p(n)$), P_T é a componente transversal do momentum do híperon em relação á direção do feixe.

- XFEYN - No sistema CM da reação feixe-alvo ($\pi - p(n)$) XFEYN é p_l/p_{max}, onde p_l é a componente longitudinal do momentum do híperon em relação à direção do feixe e p_{max}, o máximo momentum possível no CM $p_{max} \sim \sqrt{s}/2$.

- COSCM - Este corte é usado para decaimentos de dois corpos. No sistema CM do híperon produzido é o cosseno do ângulo entre o momentum do híperon e do momentum de traço de uma das partículas em que decai, no caso do Λ, o próton.

- CPRB2(i_{hip},i_{tr}) - Esta variável é a medida da probabilidade de Čerenkov de o traço i_{tr} ser a partícula do tipo i_{hip}, onde i_{hip} assume valores inteiros de 1 a 5, que são associados respectivamente às hipóteses de partículas(e antipartículas): e, μ, π, k, p, e i_{tr} é o número correspondente na lista de traços. A soma sobre os índices é normalizada a um.

  Um exemplo de distribuição da variável CPRB2 - frequentemente chamada probabilidade Čerenkov - é apresentado na figura 4.3 para a hipótese de um káon e mostra claramente três picos. O pico em 0,12 representa os traços sobre os quais os detectores Čerenkov não forneceram qualquer informação relevante e aos quais, por esta razão, foi associada uma probabilidade *a priori*. Quanto aos picos em zero e



(b)

n cortes, na parte oscura se exige que o π
ia que o π do Ξ seja um traço (ESTR) da

NOSSA N-UPLA	CORTE	VARIÁVEL DA N-UPLA
ESTR V - Λ^0	χ^2/DOF do traço < 5	
	0.5 < momentum do traço < 500 GeV/c	
	DCA < 0.7 cm	
	$10 \leq Z_\Lambda \leq 183.6$ cm	
	$p_\Lambda > 5$	
	JCAT = 3, 7 ou 15 para o π	JCAT(π)
	= 7 ou 15 para o p	JCAT(p)
	$p_{pr}/p_{pi} > 2.67$	
	DIP <0.3 cm para Z_Λ < 20cm	
	<0.4 cm para $Z_\Lambda \geq$ 20cm	
	ABS(COSCM) < 0.97	
	ET $\geq$ 3	
	PTLAM $\leq$ 2	PTLAM
	Número de Λs por evento = 1	
	-0.12 $\leq$ XFEYN $\leq$ 0.12	XFEYN
	1.101 $\leq M_\Lambda \leq$ 1.127 GeV/c^2	M_Λ
		CARGA
		DXDZ(π)-DXDZ(feixe)
		DYDZ(p)-DYDZ(feixe)
		ZPRI

Tabela 4.5: Cortes finais para a N-upla dos Λs.

A seguir, descreveremos os procedimentos empregados no estudo das assimetrias de Λ, Ξ e Ω a partir da amostra de eventos contida na *N-upla*.

4.3 Granjas e Programas para reconstrução de eventos, Filtragem e Seleção

A reconstrução e filtragem de eventos da E791 foram realizadas em três laboratórios nos EUA, Fermilab, Ohio/Kansas State University, University of Mississipi e um no Brasil, LAFEX/CBPF no Rio de Janeiro. Armazenaram-se e processaram-se 24000 fitas de dados (ver tab. 4.1). Na tabela 4.7 podemos ver a quantidade de fitas processadas por cada instituição. O período de reconstrução foi de março de 1993 a agosto de 1994.

Ainda que os quatro centros de processamento rodassem o mesmo código de reconstrução (ver seção 4.3.3), três sistemas de multiprocessamento diferentes foram usados,

VARIÁVEL	CORTE
SDZ	> 6
SDZ	> 4
χ^2/DOF do traço	< 5
momentum do traço	0.5 - 500 GeV/c
DCA	< 0.5 cm
posição do decaimento (Z_{K_s})	> 10.0 cm
M_{K_s}	0.470 - 0.520 GeV/c^2
χ^2/DOF do traço	< 5
momentum do traço	0.5 - 500 GeV/c
DCA	< 0.7 cm
posição do decaimento (Z_Λ)	> 10.0 cm
p_{max}/p_{min}	> 2.67
JCAT	$\geq$3 e $\leq$15
	máx. 1 traço cat.3
M_Λ	1.101 - 1.127 GeV/c^2
χ^2/DOF do traço	< 5
momentum do traço	2 - 400 GeV/c
DCA	< 0.005 cm
M_Φ	1.0094 - 1.0294 GeV/c^2
K prob (cada traço)	$\geq$ 0.12
K prob (produto)	$\geq$ 0.05

: Critérios de seleção para o filtro versão 5.

úmero de planos *SMD* que o *XITRACK* do Ξ/Ω sensiblizou
de planos *SMD* que se encontran depois dos alvos (17).
nsibiliza 17 planos, a eficiência EFF é de 100%.

urante a reconstrução dos primeiros três quartos dos dados,
entos. Estes eventos eram selecionados, caso qualquer um
o fossem satisfeitos (ver tabela 4.3):

de dois traços cuja distância, na direção z, com relação
pelo menos seis vezes maior que o erro associado a esta

NOSSA N-UPLA Ξ/Ω	CORTE
ESTR V - Λ	χ^2/DOF do traço < 5 $0.5 \leq$ momentum do traço ≤ 500 GeV/c DCA < 0.7 cm para Λ reg.1 < 1.2 cm para Λ reg.2 $10 \leq Z_\Lambda \leq 183.6$ cm para Λ reg.1 $150 \leq Z_\Lambda \leq 500$ cm para Λ reg.2 JCAT = 6 - 15 para prótons = 3 - 15 para π de Λ reg.1 = 6 - 15 para π de Λ reg.2 $1.1094 \leq M_\Lambda \leq 1.122$ GeV/c^2 para Λ reg.1 $1.108 \leq M_\Lambda \leq 1.1234$ GeV/c^2 para Λ reg.2
TRAÇO π/K	χ^2/DOF do traço < 5 JCAT = 3, 7 ou 15 para o π do Ξ = 7 ou 15 para o **K** do Ω $0.5 \leq$ momentum do traço $(p_{\pi/K}) \leq 500$ GeV/c CPRB2(4,K_Ω) >0.13 para $p_K < 40GeV/c$ >0.018 para $p_K > 40GeV/c$
VÉRTICE	DCA < 2 cm posição do decaimento $(Z_{\Xi/\Omega}) > 0.67$ cm $1.29 \leq M_\Xi \leq 1.35$ GeV/c^2 $1.642 \leq M_\Omega \leq 1.702$ GeV/c^2
XITRACK	ABS(SHX) < 0.7 cm ABS(SHY) < 0.7 cm χ^2/DOF do traço) ≤ 99.0 QUAL < 0.0000015 DIP < 0.01 EFF > 0.75 para novos traços Sestr Número de novos *hits* > 2 para novos traços Sestr

Tabela 4.6: Cortes finais para a N-upla dos Ξ/Ωs.

Instituições	Total de eventor processados (bilhões)	Total de eventos reconstruídos e filtrados (bilhões)
LAFEX/CBPF	1,8	0,3
Fermilab	4,7	0,9
Ohio/Kansas State University	6,2	1,1
University of Mississippi	6,4	1,1

Tabela 4.7: Número de eventos reconstruídos e filtrados nas diferentes instituições.

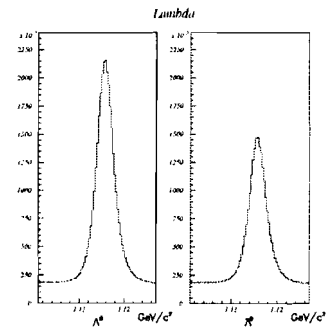


Figura 4.5: Espectro de massa das combinações $p\pi$ do Λ^0 (esquerda) e $\overline{\Lambda^0}$ (direita).

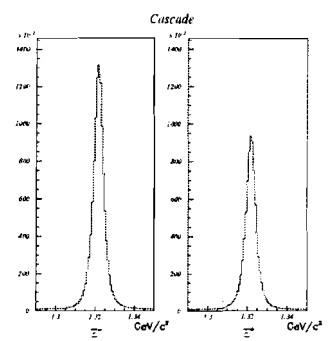


Figura 4.6: Espectro de massa do Ξ^- (esquerda) e do Ξ^+ (direita).

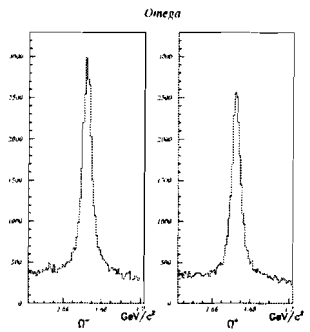


Figura 4.7: Espectro de massa do Ω^- (esquerda) e do Ω^+ (direita).

um em Mississipi, um no LAFEX e um no Kansas/Fermilab. Trabalhei no monitoreamento da reconstrução e filtragem no LAFEX, entre agosto 1993 e fevereiro 1994, e no Fermilab, entre março 1994 e agosto 1994.

4.3.1 Granjas de reconstrução e filtragem no LAFEX/CBPF

O LAFEX participou da reconstrução dos dados utilizando três granjas ou *farms* [2] de processadores ACP-II. O LAFEX recebeu 2.214 fitas, o que corresponde a 9,4% do esforço de toda a colaboração no trabalho de reconstrução (ver tabela 4.7).

ACP-II

O sistema multiprocessador paralelo ACP foi desenvolvido especificamente para solucionar problemas de Físicas de Altas Energias, onde tarefas típicas exigem uma grande capacidade de processamento. Como cada evento é completamente independente dos demais, e deve ser processado pelo mesmo programa de reconstrução, não é difícil a paralelisação de tais tarefas. A primeira geração do ACP, denominada ACP-I, utilizou CPUs

[2] O termo *farm* é utilizado para designar um conjunto de *workstations* conectadas por uma rede.

Motorola 68020 e co-processador de ponto flutuante 68881. Nesta geração, a CPU não era autônoma, e precisava de um computador μVAX 11/780 para gerenciar os nós.

O grupo do LAFEX/CBPF, em colaboração com o FERMILAB, participou do desenvolvimento e construção da segunda geração ACP, denominada ACP-II. O módulo de processamento ACP-II utilizou uma CPU RISC-R3000 da MIPS de 25 MHZ de *clock*, um co-processador de ponto flutuante R3010, memória cache de 256 Kbytes e uma interface para barramento VME. O bastidor de uma *farm* de ACP-II era composto por um bastidor VME contendo vários módulos ACP-II (máximo de 17), um disco rígido de 2.1 Gbytes, um controlador do tipo SCSI para as unidades de disco e as unidades de fita *Exabytes*, um controlador de rede padrão *Ethernet*, para a comunicação entre o bastidor e o mundo "externo", e duas *Exabytes*, uma para fazer a leitura dos dados, outra para a escrita.

O sistema operacional do ACP-II é baseado nos RISCs, versão modificada do sistema UNIX da MIPS Inc.. Para operação e comunicação em rede foram implementados protocolos TCP/IP (*Transmission Control Protocol/Internet Protocol*), para a comunicação entre os módulos, e um NFS (*Network File System*) software, para compartilhar o disco com os diversos módulos, operando através do VME e *Branch-Bus*.

Para a implementação do paralelismo, foi utilizado um software de alto nível denominado CPS(software de processos cooperativos) [40]. O CPS fornece os mecanismos para o uso do processamento paralelo, necessário para que os processos possam comunicar-se e sincronizar-se durante a execução de determinada tarefa.

O gerenciamento do processamento nos nós, podia ser feito por qualquer nó. Cada módulo era capaz de fornecer um desempenho de 20 MIPS. A maior parte do trabalho de reconstrução, no LAFEX, foi realizado utilizando-se 3 bastidores de ACP-II, cada qual podendo ter até 17 nós, e portanto, fornecendo uma capacidade computacional máxima de 1000 MIPS. No final da reconstrução foi instalada mais uma *farm* composta de 10 módulos ACP-II de 31 MBytes de RAM e 33 MHZ de *clock*. Esta última *farm* foi utilizada principalmente para processar programas Monte Carlo da E791.

Devido ao número limitado de nós disponíveis e á necessidade de se fazer a manutenção dos nós defeituosos, as *farms* operavam em média com 14 nós, levando cerca de 8h para

efetuar a reconstrução. Procurava-se colocar o mesmo número de nós para cada *farm*, de maneira a facilitar o processo de troca de fitas.

4.3.2 Granjas de reconstrução e filtragem nos EUA

Os três laboratórios nos EUA usaram conjuntos de farms de workstations comerciais UNIX/RISC conectadas por *Ethernet*. No Mississipi as worksations foram Vax, DECstation rodando ULTRIX (que está baseado em UNIX). No Fermilab foram IBM e Silicon Graphics.

4.3.3 Código de Reconstrução nas *Farms* da E791

Para trabalhar com uma quantidade tão grande de dados processados é necessário assegurar-se que todas as fitas foram processadas somente uma vez, preparar e manter arquivos contendo as constantes de calibração dos diversos detectores para cada *run*, verificar que todas as fitas de saída estejam com as etiquetas corretas, preparar e examinar todos os arquivos contendo as informações a respeito do trabalho de reconstrução de cada fita, etc.

O programa de reconstrução na *farm* era composto básicamente por 3 partes: *CLASS1*, *CLASS2* e *CLASS3*. Os programas *CLASS1* e *CLASS3* eram compilados somente no nó servidor e estavam relacionados com a leitura dos dados de entrada e a escrita dos eventos reconstruídos nas fitas de saída, respectivamente. O *CLASS2*, escrito na linguagem FORTRAN, era o programa de reconstrução propriamente dito. Este programa era compilado em todos os nós clientes.

A paralelisação da tarefa de reconstrução era gerenciada por uma rotina *Job Manager*. Cada fita de entrada tinha cerca de 800.000 eventos, sendo que os eventos reconstruídos e filtrados eram cerca de 150.000.

A Execução do Programa de Reconstrução:

Os programas de reconstrução foram testados nas IBM, Silicon Graphics (SGI), Vax(DEC), Sun e ACP. No LAFEX se testaram em SUN e ACP mas só se rodaram em ACP. No

Fermilab se usaram IBM e SGI. No Mississipi, DECstations.

- LAFEX - Era realizada por todos os membros do LAFEX, muitos dos quais tinham apenas um pequeno entendimento do trabalho interno do sistema. Assim escolhiam-se grupos de dois ou três nos quais, pelo menos um tinha conhecimento do sistema. Esses grupos faziam plantões de 24 horas para executar o programa. Foi desenvolvido nas ACP um *script*, denominado *rprod(rprod7)* para a versão 5(versão 7), permitindo ao usuário executar o programa de reconstrução somente digitando *rprod* no terminal de saída de cada *farm*. O *rprod*, escrito em C_shell, era a interface entre o usuário e a *farm*. As únicas informações que o usuário precisava fornecer era a especificação das etiquetas das fitas de entrada e de saída. O *rprod*, antes de inicializar a reconstrução, verificava se a fita de entrada já tinha sido submetida anteriormente.

  Tinhamos uma relação de três fitas de entrada por uma de saída e, tentando manter a relação, quando a segunda ou tercera fita de entrada daba problemas, se tinha desenvolvido outro *script* para copiar numa tercera fita as fitas de saída que só tivessem uma ou duas fitas de entrada.

- FERMILAB - Aqui o programa era executado e monitorado somente por duas pessoas. Eram três *farms* IBM e duas SGI. Para submeter o trabalho, no diretório pertinente, executaba-se o comando filter5(7) que pedia as informações correspondentes e submetía o trabalho. Os trabalhos eram submetidos em *batch*, isto é, não se rodava interativamente ou em background mas os trabalhos eram submetidos numa lista de espera até que alguma das *farms* estivesse livre, rodando-se somente um trabalho por *farm* cada vez. Isto se fazia porque havia outros experimentos que compartilhavam o uso das *farms*. Desde qualquer terminal se podia monitorar a situação do trabalho.

4.4 Geração de eventos Monte Carlo

Uma etapa muito importante na nossa análise foi a produção de uma grande quantidade de eventos de MC. Nesse processo temos duas partes importantes. Primeiro o desenvolvimento e melhora do código de simulação e digitalização de MC comparando-o com dados reais (por exemplo a simulação completa do campo magnético assim como a eficiência das câmaras de arrasto) e segundo as *farms* de produção assim como o *script* para a execução dos programas.

4.4.1 O código de MC

O programa de simulação de Monte Carlo consiste básicamente de três partes: 1) Geração do evento $q\bar{q}$ em interação píon-núcleon a 500 GeV via os mecanismos de fusão de glúons e aniquilação de quarks; 2) Hadronização dos quarks e glúons produzidos em partículas observáveis e posteriores decaimentos; 3) A digitalização do evento, que é a simulação detalhada da passagem, pelo espectrômetro, das partículas produzidas na interação píon-núcleon.

Para a geração e hadronização dos eventos Monte Carlo, a E791, utilizou os códigos PYTHIA 5.702 e JETSET 7.401 [41], desenvolvidos no CERN. O programa PYTHIA cria um par $q\bar{q}$ através de mecanismos de produção da QCD em ordem α^2. O JETSET simula o processo de hadronização, baseado no modelo LUND [42] de fragmentação de cordas.

Para a digitalização do evento um conjunto de rotinas é utilizado para simular a passagem, através de todo o espectrômetro, das partículas produzidas.

Na simulação primeiro são levados em conta os conhecimentos teóricos a respeito dos fenômenos físicos envolvidos na passagem das partículas através do detector. Para simular a geometría e composição física do detector usamos o código GEANT 3.16. Após os eventos terem sido gerados, estas rotinas extrapolam as trajetórias das partículas produzidas através do espectrômetro, ao mesmo tempo em que simulam o espalhamento múltiplo, interações secundárias, decaimentos de partículas instáveis, ação dos magnetos, etc.

Depois é feita a digitalização dos eventos, isto é, as informações dos diversos detectores

passam a se apresentar na forma de sinais eletrônicos. É nesta etapa, que são incluídas as eficiências para cada detector, ruídos, etc. Ainda nesta etapa, ajustam-se as distribuições dos valores de TDC e ADC do MC com as distribuições dos dados reais modelando assim o MC. Aqui se realizou um trabalho muito grande. Primeiro com o mapeamento total do campo magnético, depois com a simulação das eficiências das câmaras de arrasto, em especial a zona do "buraco" e, em geral, a melhora na modelagem do MC no espectrômetro todo até chegar a versão 10 do código da E791.

No final desse processo, os dados obtidos eram gravados em um formato idêntico ao dos dados reais. Todas as informações relevantes sobre o evento gerado, tais como, posição e momentum das partículas, são compilados no que chamamos de "Tabela Verdade" (*truth table*), que é também armazenada. O passo seguinte consiste em submeter as amostras de MC pelos mesmos processos que uma amostra de dados reais, ou seja, reconstrução, filtragem, amostra, sub-amostra.

4.4.2 Granjas para Geração de eventos MC

As quatro instituções que fizeram a reconstrução dos dados geraram suas própias amostras de MC. Nesse processo foi o Fermilab que mais se destacou. Ao igual que na etapa de reconstrução dos dados, trabalhei na geração de MC nas instalações do LAFEX e no Fermilab.

LAFEX

As *farms* de ACP, depois da reconstrução, duraram pouco tempo e só foram de utilidade para fazer o Lafexstrip do grupo de LAFEX que trabalha com mésons. Quase não se usou para gerar MC. Em 1997, com a aquisição de um grupo de servidores UNIX IBM RISC 6000, varios discos rígidos de 8Gb e nós Power PC, a capacidade computacional do LAFEX se aumentou muito e fizemos uma *farm* de geração de MC. No total são 30 nós disponiveis e 9 discos rígidos de 8 Gb cada. O sistema das IBM, que usa o Sistema Operacional AIX versão 4.1, é completamente independente das SUN, que agora são SPARC 5 e usam o sistema UNIX SolarisII. Por último chegaram exabytes de dupla densidade

para substituir as antigas exabytes de densidade simples.

FERMILAB

Até 1995 no Fermilab se usavam, para gerar MC, as mesmas *farms*, 3 IBM e 2 SGI, que se usaram na reconstrução. Após, o sistema oficial de submissão de trabalhos de computação no Fermilab passou a ser através dos *CLUBS* (*Clustered Large Unix Batch Systems*). Os *CLUBS* normalmente têm 7 sistemas IBM RS6000 modelo 370 e 5 sistemas SGI. A E791 usou os IBM porque eram os menos utilizados pelos outros experimentos. Todos os trabalhos deviam ser submetidos em *batch*. Os *CLUBS* estão localizados no Feymann Center.

4.4.3 A Execução do Programa de Geração de MC

O trabalho feito para executar o programa na nova versão, e otimizar ao máximo a infraestrutura computacional foi enorme e merece ser descrita.

A versão 10 de MC

A última melhora no código do MC foi a inclussão de uma chave (*switch*) para escolher entre alvo de próton ou de nêutron e de outra chave para escolher entre a versão normal do PYTHIA e uma versão modificada para ajustar os dados da assimetria de $D_s^+/\overline{D_s}^-$ [?] e, por último, de uma chave para escolher entre o esquema usual do código e um esquema desenvolvido pelo Dr. M. Purohit que eu ajudei a testar e a fazer pequenas modificações.

O novo esquema dispensava as rotinas MCDK.F, USRSET.F e LASTLOOK.F que normalmente se usam para especificar a partícula e os decaimentos desejados. Havia uma nova interface para especificar os decaimentos de interesse. A informação a gerar é especificada no arquivo *mvpinfo.dat* e o *mcinfo.dat* só se usa para dar o número de eventos e a semente do MC. Pode-se especificar cualquer cadeia de decaimentos, conhecidos ou não, de uma partícula, conhecida ou não, com as taxas de decaimento. Também pode-se especificar a massa, a largura e o tempo de vida meia. têm uma opção para decidir se o MC passa ou não pelo programa digitalizador.

Com o Dr. Purohit introduzimos uma opção para aplicar diretamente um corte em x_F (em geral $x_F > -0.2$) e ainda outra opção para substituir uma partícula por outra com o intuito de acelerar a geração dos eventos desejados. Esta possibilidade é de vital importância na geração do MC de Ξ e Ω já que a eficiência de geração é muito baixa. Isto ocorre porque não existe no PYTHIA uma opção específica para gerar partículas estranhas. Para gerar partículas charmosas há uma opção *C_ONLY* que gera diretamente o quark c e daí resulta que a geração de partículas charmosas é rápida. Já para partículas estranhas só temos a opção *ALL_QUARK* que, como o nome diz, gera todos os quarks. Em consequência partículas com 2 quarks s, como o Ξ, vão ser dificilmente gerados epior ainda com 3 quark s, como o Ω. Em consequência o tempo de computador para gerar um grande número de eventos é grande demais inviavilizando a geração de grande número de Ξs e Ωs.

Há uma opção a mais para escrever uma tabela da verdade comprimida (*compressed truth table*) pois na maioria dos casos não precisamos de toda a informação que se obtém da *truth table* (por exemplo as inclinações e os interceptos de todas as partículas geradas no evento, nas diferentes partes do espectrômetro), economizando assim memória, número de fitas, etc. Pode-se escolher ter informação do feixe da partícula que pedimos e de seus decaimentos. Con o Dr. Purohit e o grupo que trabalha com bárions no LAFEX introduzimos a posibilidade, para o caso de geração de partículas com quark charm ou bottom, de por ter-se informação não só da partícula que queremos gerar mas também da partícula "colega". Isto é, se geramos un quark c, que produz um Λ_c, também deve ter se gerado um quark $\bar{c}$ que produz, por exemplo, um $\overline{D_s}^-$. Eventualmente podemos querer informação sobre essas duas partículas e os seus decaimentos.

A *compressed truth table* foi escrita sem formato para que fosse independente da máquina e ocupasse menos espaço.

Por último, este código tem a vantagem de criar um único programa executável. Na versão usual, criam-se diferentes executáveis um para cada partícula, um para cada decaimento, etc.

LAFEX

Apesar da grande capacidade computacional do LAFEX, tinhamos um espaço limitado em disco e número de nós disponíveis para nossa análise. Também tivemos problemas com cortes de energía ou de comunicação, que fazíam com que alguns trabalhos morressem na metade. Não podíamos usar duas exabytes todo o tempo para guardar os dados gerados e reconstruídos e tinhamos que esperar que se acumulasse certa quantidade antes de gravar em fita.

A tática foi submeter pequenos trabalhos constantemente para que, caso um deles morresse na metade, não se perdesse o que se tinha gerado antes. O evento, depois de gerado, tinha que pasar por todas as etapas de reconstrução, *strip* e *substrip* tanto no *versão 5-6* como no *versão 7*. Usamos as *farms* do LAFEX básicamente para gerar Ξ e Ω.

Um trabalho de geração de 10000 eventos MC de Ξ, tomava cerca de 3 horas e ocupava 150Mb, a seguir era reconstruído em versão 7 (50Mb mais) e passava por um *strip*, ficando com 5Mb (3Mb depois de compactado). Depois apagavam-se os 50Mb reconstruídos na versão 7 e iniciava-se a reconstrução em versão 5 (50Mb), depois o *strip*, *substrip* e compactação ficando com 2Mb e apagando logo os 50Mb gerados em versão 5 e os 150Mb RAW mc gerados. No final ficamos com uma *compressed truth table* de 1.5Mb (10000 eventos), DST MC *versão 5-6* de 2Mb (200 eventos) e versão 7 de 3Mb (300 eventos). Tudo isto tomava umas 6 horas para um nó. Rodando em 3 diferentes nós podiamos ter 100 desses pequenos trabalhos (1 milhão de eventos) em 9 dias e colocar em fita. Os 3 trabalhos rodavam defasados no tempo para que não ocupassem o máximo de espaço (600Mb) ao mesmo tempo, de tal forma que o máximo que ocupavam os 3 juntos em qualquer tempo eram 400Mb. Os dados DST dos 100 trabalhos somavam 600Mb que somados aos 400Mb davam 1Gb que era o máximo permitido.

Para rodar tantos trabalhos constantemente, usamos ums programas em C (MFS57-XI.COM e MFS57-OM.COM) que, dentro de um *loop*, assignava o nome do run e dos arquivos de dados, modificava a semente e executava todas as etapas descritas anteriormente. Normalmente se submetiam 50 trabalhos consecutivos em cada nó, sendo monitorados diariamente.

Para ler a *truth table* usamos as rotinas READMVP-XI.F e READMVP-OM.F (criadas modificando uma rotina de Dr. Purohit, MVPGEN-READ.F), para separar os híperons por intervalo de x_F e p_T^2.

Por último dada a enorme quantidade de pequenos arquivos de dados, tínhamos o cuidado de assignar numeração que fosse consecutiva para que, con outros programas em C (RUNCOPY e CP.COM) pudéssemos copiar em fita os arquivos de dados e, no caso dos arquivos de *compressed truth table*, criar os histogramas correspondentes. No final, com umas rotinas kumac (STD.KUMAC e SUMT.KUMAC) somabamos os histogramas para posterior análise.

Geramos no LAFEX 4.8 milhões RAW MC de Ω e 16.4 milhões de Ξ.

FERMILAB

Durante meu periodo no Fermilab, além de fazer o monitoramento da reconstrução e de fazer minha amostra de lambdas e de cascatas/omegas, gerei MC para lambdas.

A geração foi básicamente nos *CLUBS*. Nesse sistema todos os trabalhos são submetidos em *batch* e em diferentes classes. As classes correspondem ao tempo máximo de cada trabalho, podendo ser desde meia hora até um dia. Como os trabalhos são em *batch*, os que demoram mais (um dia) têm prioridade mínima e os de meia hora, prioridade máxima. Há muitos usuários nas classes de até 2 horas, então é melhor usar a partir de 4 horas, que é o que fiz. Isto significa rodar trabalhos de 10000 eventos cada (como no LAFEX). Podia submeter-se um conjunto de 10 trabalhos de 10000 eventos cada, que depois iam ser reconstruídos e "stripados" e colocados, no final, numa fita só. Para isto usávamos o comando SUBMIT-MFS. Por exemplo, se o RAW MC fosse para a fita JX5001 e o *stream A(B)*, para JE6001(JF6001), e quiséssemos submeter 3 conjuntos de 10 *jobs* cada, digitávamos na tela do computador:

Para o primeiro conjunto: SUBMIT-MFS JX5001 10 JE6001 1 javier@fnal.gov [E]

Para o segundo: SUBMIT-MFS JX5002 10 JE6001 11 javier@fnal.gov [E]

Para o terceiro: SUBMIT-MFS JX5003 10 JE6001 21 javier@fnal.gov [E]

Isto significava que cada fita JX teria 10000x10 eventos RAW MC, num total de 300000 pelas 3 fitas. A fita JE6001 (JF6001) teria o total reconstruído/stripado desses 300000

eventos, aproximadamente uns 30000 eventos divididos em 30 pequenos arquivos. O andamento do trabalho podia ser acompanhado via e-mail.

Uma parte da geração do MC de lambda foi feita usando as SGI do décimo andar do Wilson Hall no Fermilab e rodando em background trabalhos de 100000 eventos cada, embora demorassem mais e tivessem que fazer-se etapa por etapa (geração, reconstrução e seleção).

No total, entre os *CLUBS* e as SGI gerei 4.5 milhões de RAW MC de lambda o que, depois de reconstruído e stripado deram 450000 eventos.

Em nossa análise, utilizamos amostras de Monte Carlo para obter a eficiência e aceptância do espectrômetro para os híperons estudados.

Capítulo 5

Análise dos Dados

Usando-se os cortes otimizados e discutidos no capítulo anterior obtivemos nossa amostra final de Λ, Ξ e Ω e procedemos a fazer os cálculos de assimetrias para o $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$, $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ e $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ em função de x_F e p_T^2. Todo este capítulo está baseado no memorandum e draft internos da colaboração E791 [58].

Para a análise das *n-uplas* de dados usamos o pacote estatístico PAW (*Physics Analysis Workstation*), que é um utilitário para a construção e visualização de gráficos na tela do computador. Uma parte da análise foi feita na rede de Suns no LAFEX mas, como o trabalho era "pesado", também utilizamos a nova máquina Ultra HPC 4000 do CAT/CBPF. Esta máquina conta com 10 processadores SparcII de 250MHz e 2.5GB de memória.

Definiremos para nossos estudos o parâmetro de assimetria A como

$$A = \frac{N(Hiperon) - \bar{N}(Anti - Hiperon)}{N(Hiperon) + \bar{N}(Anti - Hiperon)} \tag{5.1}$$

Definimos este parâmetro como uma função de x_F e p_T^2. A menção de assimetria em função de uma só variável indica integração na outra variável.

5.1 Estudos de assimetria na produção de $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$

Como vimos no capítulo anterior a amostra de Λ foi feita com base em 600 fitas (7% da amostra total da E791) de eventos reconstruídos com o filtro versão 5. Os cortes finais da *n-upla* de Λ se mostram na tabela 4.5 e o resultado final na fig. 4.5.

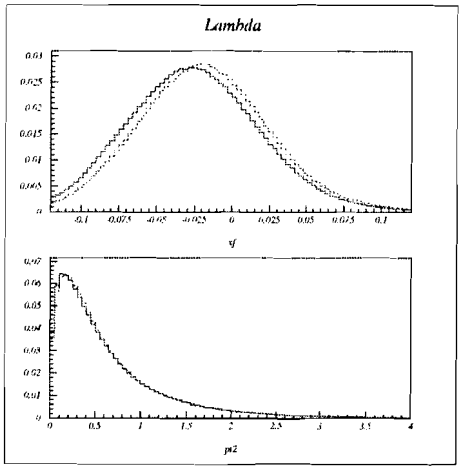


Figura 5.1: Distribuições com background substraído em x_F e p_T^2 normalizadas pelo número total de entradas para o Λ^0 (linha sólida), e para o $\bar{\Lambda}^0$ (linha discontínua).

Fitamos os histogramas de massa em intervalos (*bins*) de x_F e p_T^2, usando o método de Maximum Likelihood, com uma gaussiana e uma parametrização linear para o background. Para calcular a assimetria usamos o sinal que nos dá o fit de Maximum Likelihood (correspondentes ao valor médio da massa $\pm 2.5\sigma$) para os histogramas de massa. Achamos 2 571 662 ± 3 057 Λ° e 1 668 950 ± 2 627 $\bar{\Lambda}^\circ$.

A fig. 5.1 mostra as distribuições de Λ° e $\bar{\Lambda}^\circ$ com background substraído em x_F e p_T^2 e já dá para percever que a variação na assimetria depende muito mais de x_F do que de p_T^2.

5.1.1 Estudos preliminares par diferentes regiões do espectrômetro

Inicialmente analisamos os dados levando em conta as regiões do espectrômetro que atravessavam os traços das partículas em que decaem os lambdas, particularmente o píon . Com isto chequearemos a estabilidade dos nossos resultados. Embora nossa análise final

vai ser feita por intervalos (*pixels*) de x_F e p_T^2, que é o que tem significado físico, tinha algumas vantagens (especialmente estatísticas) em usar as assimetrias em x_F (p_T^2 integrado) e em p_T^2 (x_F integrado), em diferentes regiões do espectrômetro. Analisaremos isto usando traços que atravessam diferentes regiões do espectrômetro e que estão clasificados por categorías. A vantagem desta escolha será evidente no transcurso desta seção.

Categoría do π do Λ.

A forma não gaussiana dos dados (fig. 4.5) é devida a que a resolução do espectrômetro, e portanto a largura da massa, varia em função de x_F e de p_T^2. Esta resolução também varia com a precisão na medida do momentum das partículas carregadas o que tem equivalência com a "categoría" do traço da partícula carregada. Esta separação nos permite analisar por separado traços que atravessam diferentes partes ou regiões do espectrômetro.

Na fig. 5.2 mostra-se a massa invariante e as distribuições em x_F e em p_T^2 dos Λ's com um próton e um píon de categoría 3, 7 e 15 (ver seção 4.2.1). Pode-se ver na figura de massa as diferentes larguras para cada categoría e, nas outras figuras, as diferentes distribuções para cada categoría em função de x_F e p_T^2. Isto nos indica que na análise final, para cubrir uma região maior de x_F e p_T^2 teríamos que usar, de preferencia, as três categorías juntas.

Passagem através do campo magnético

Estudamos também o efeito do campo magnético sobre o π do Λ e as consequências para a assimetria. Separamos os traços do π em *inbend* e *outbend*. Isto nos permitirá separar a maioría dos traços que, após atravessar o primeiro magneto, vão pela zona central (*inbend*) ou pelas bordas (*outbend*) dos planos da segunda câmara de arrasto. Ver fig. 5.3. Isto posibilita verificar se a assimetria não é introduzida por alguma assimetria no campo magnético dos imãs analizadores.

Definimos $slope_x$ do π na região da primeira câmara de arrasto, com respeito da direção do feixe como:

$$slope_x = (\frac{dx}{dz})_{\pi(\Lambda)} - (\frac{dx}{dz})_{\pi(feixe)}.$$

E com isto definimos os traços *inbend* e *outbend*:

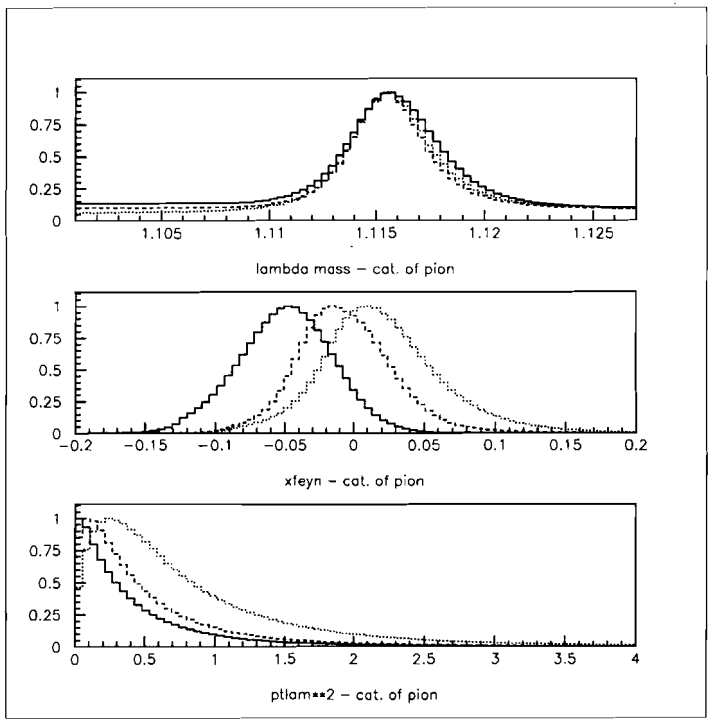


Figura 5.2: Massa invariante e distribuições em x_F e p_T^2 dos Λ's formados com um próton e um píon de categoría 3 (linha contínua), categoría 7 (tracejada) e categoría 15 (pontilhada).

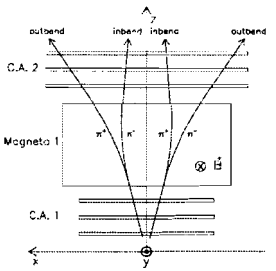


Figura 5.3: Traços de π atravessando o primeiro magneto. Dependendo da carga e da inclinação dx/dz os traços irão para a zona central (inbend) ou para as bordas (outbend) da segunda câmara de arrasto.

- $\pi^{-(+)}_{inbend}$ tem $slope_x > 0 (< 0)$
- $\pi^{-(+)}_{outbend}$ tem $slope_x < 0 (> 0)$

Agora analisamos os dados separando os Λs pelas características do π em que decai: categorías 3, 7 ou 15 e sendo cada uma *inbend* ou *outbend*. Na figura 5.4 pode-se ver alguns dos fits para os histogramas de massa do Λ. Os parâmetros 4 e 5 correspondem à massa invariante e a largura da massa respectivamente e, na fig. 5.5, dá para perceber que a largura, e portanto a resolução do espectrômetro, é a mesma para Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$, independente da região do espectrômetro.

Definições de assimetria

Aplicando a eq. 5.1 para o cálculo da assimetria para as diferentes partes do espectrômetro, obtemos:

$$A_{cat;in(out)bend} = \frac{N(\Lambda^\circ;\pi^-_{cat;in(out)bend}) - N(\bar{\Lambda}^\circ;\pi^+_{cat;in(out)bend})}{N(\Lambda^\circ;\pi^-_{cat;in(out)bend}) + N(\bar{\Lambda}^\circ;\pi^+_{cat;in(out)bend})} \tag{5.2}$$

onde *cat* corresponde às categorias 3, 7 e 15. Fazemos isto por intervalos de x_F e de p_T^2.

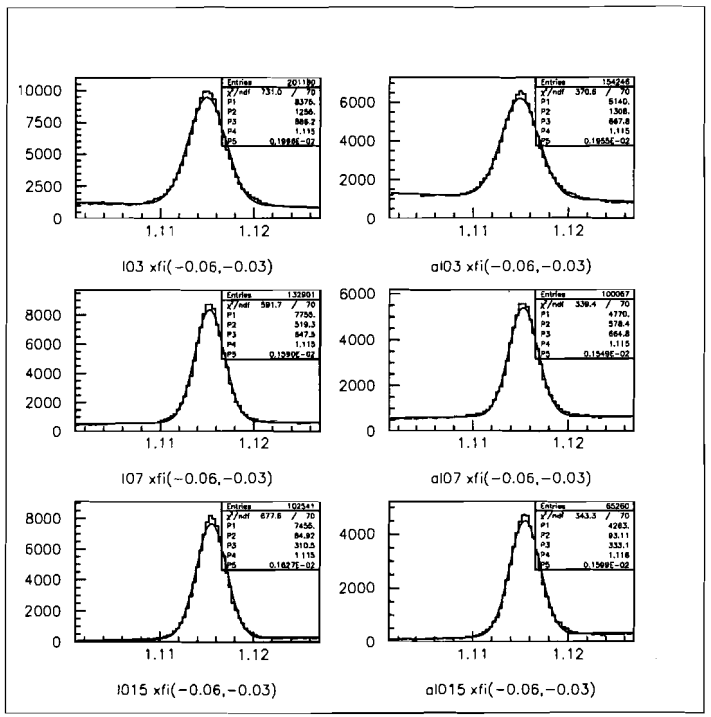


Figura 5.4: Massa invariante do Λ em intervalos de x_F e por categorías para píons inbend.

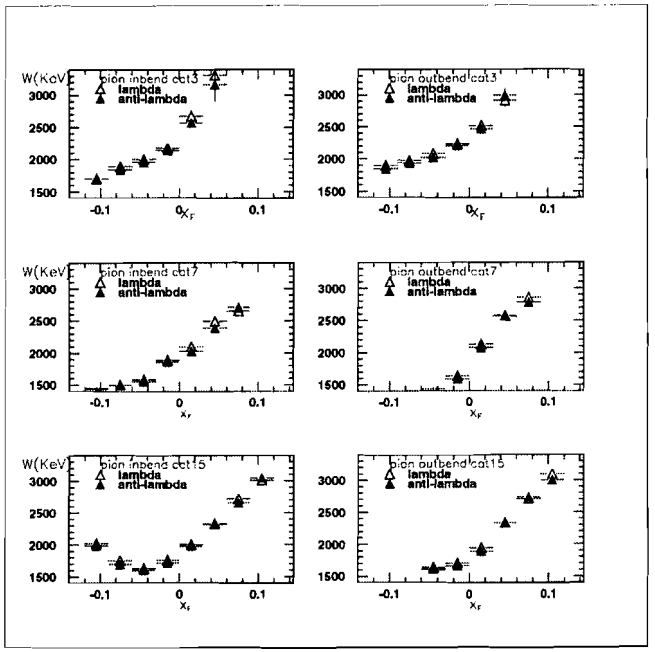


Figura 5.5: Largura da massa em função de x_F para os Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$ formados com um próton e um píon in(out)bend de categoría 3, 7 e 15.

Análise das amostras de dados em função de x_F

Podemos ver na figura 5.6 a assimetria em função de x_F por categorías e por inbend(outbend). Vemos que os traços inbend quase não têm diferença entre as assimetrias (as distribuções em x_F não estão muito separadas) em tanto que os traços outbend têm uma diferença maior (suas distribuções em x_F estão mais separadas). Parece ser que as categorías 7 e 15 não têm muita diferença entre sim devido a que os traços de ambas as categorías atravessam os dois magnetos em tanto que os traços de categoría 3 só atravessam o primeiro magneto.

Também analisamos as assimetrias do background nos casos correspondentes à figura 5.6. Para isto calculamos a area em baixo da sinal dada pelo fit, correspondente a $\pm 2.5\sigma$. Encontramos que essa assimetria é pequena, especialmente no caso dos inbend.

Análise das amostras de dados em função de p_T^2

Na figura 5.7, para o valor integrado de x_F no intervalo total análisado em nosso experimento para os híperons ($-0.12 \leq x_F < 0.12$), vemos que o comportamento das assimetrias depende pouco de p_T^2. Então, concentraremos estes estudos na assimetria como função de x_F para um valor integrado de p_T^2 ($0.0 \leq p_T^2 < 4.0$).

Os diferentes valores de assimetria para as diferentes categorías são debidas a que, embora o intervalo integrado de x_F é o mesmo as distribuções em x_F para cada categoría estão mais "concentradas" numa fração do intervalo total.

Estabilidade de nossos estudos

Para nos assegurar que as assimetrias não dependiam da zona do magneto que atravessabam os traços, repetimos os estudos anteriores excluindo diferentes ángulos sólidos dos traços com relação ao feixe (excluíndo o feixe e/ou as bordas do magneto) e encontramos que a forma das assimetrias permanecía inalterada. Também testamos diferentes tamanhos do "buraco" das câmaras de arrasto para excluir da nossa análise os traços que passavam por ele. Por último estudamos as assimetrias dependendo da posição em que atravessavam a parede do magneto dando os mesmos resultados. Na fig. 5.8 comparamos

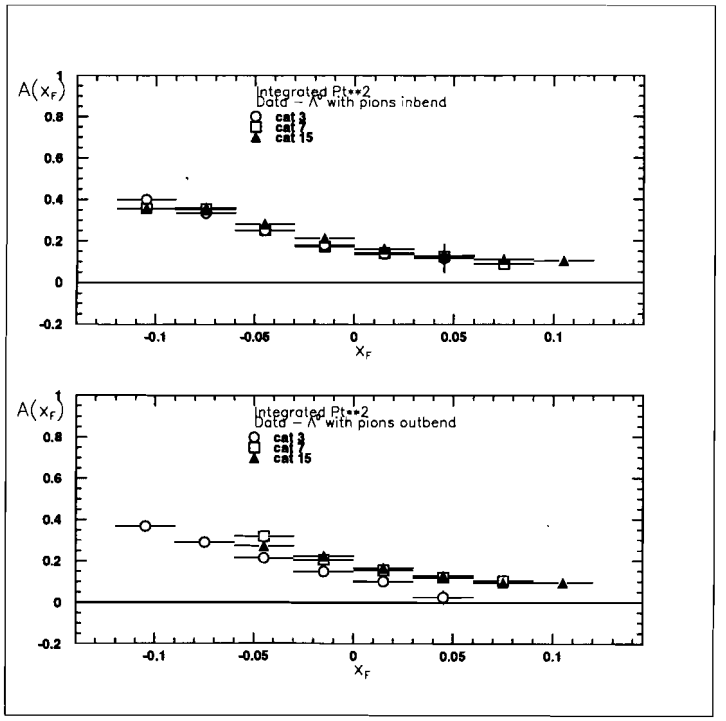


Figura 5.6: Assimetria do Λ em função de x_F, por categorías e por in(out)bend.

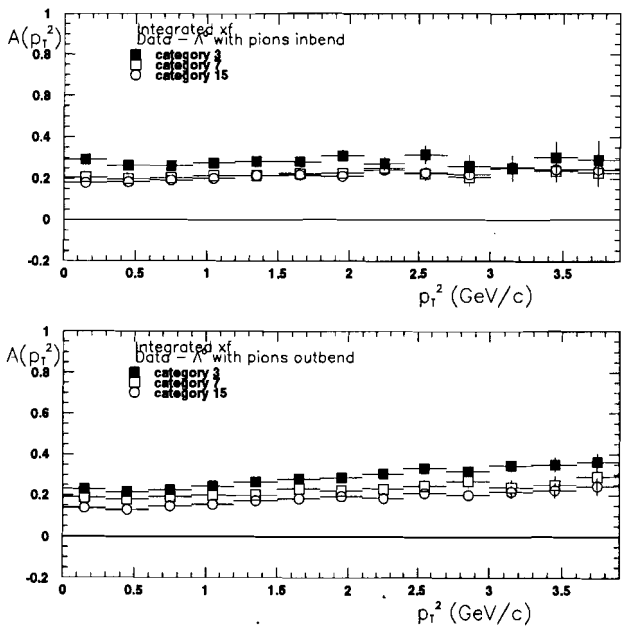


Figura 5.7: Assimetria na produção do Λ em função de p_T^2, por categorías e por in(out)bend.

as assimetrias sem cortes adicionais aos da nossa seleção da amostra com as assimetrias excluindo-se a região do "buraco". Verificamos que as mesmas não apresentam variação . Fizemos um estudo similar para as bordas do magneto. Verficamos que os nossos resultados não são afetados nem pelas bordas nem pelo "buraco".

Logo estudamos diferentes tamanhos de bin para intervalos de (x_F, p_T^2) como vemos, por exemplo, na fig. 5.9. Aquí vemos que a forma das assimetrias permanece e que, disminuindo o tamanho do bin apenas os erros estatísticos aumentam.

5.1.2 Estudos adicionais

Realizamos varios estudos para nos asegurar que a assimetria achada não seja devida a outros efeitos que não fossem a assimetria física na produção, como seria a devida a uma possível contaminação de Kshort na amostra, a existência de múltiplos candidatos a lambda por evento onde alguns deles compartilham um mesmo traço. Verificamos também se as assimetrias tinham o mesmo comportamento para Λs na região dos *SMD*, analisamos a possível dependencia na assimetria, da energia tranversa e do alvo e, no final, discutimos os efeitos da contaminação de K^- no feixe.

Contaminação do Kshort na amostra.

Como nosso experimento têm uma grande produção de píons, existe a possibilidade de confundir-se um traco de píon com um de próton e, em particular, um decaimento $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ com um de $\Lambda^\circ \rightarrow p\pi^-$. Calculamos a massa invariante do candidato a Λ mas assumindo que os dois traços são píons, olhamos na janela de massa de $0.47 \leq m \leq 0.52$GeV ao redor da massa esperada para o Kshort, 0.4977 GeV. Se tiver uma sinal é indício que esses podem ser K_s que estão sendo confundidos com Λ.

Podemos ver na fig. 5.10 uma amostra de nosso estudo de contaminação do K_s em Λ°. Antes, nôs percebemos que quase toda a possível contaminação do K_s está em Λ onde o píon é de categoría 3, outbend e para x_F negativo. Escolhemos o intervalo -0.075,-0.05) de x_F onde tinha a maior contaminação . Na parte superior esquerda da figura temos Λ° (linha sólida) e $\overline{\Lambda}^\circ$ (linha tracejada) para categoría 3 praticamente com o mesmo

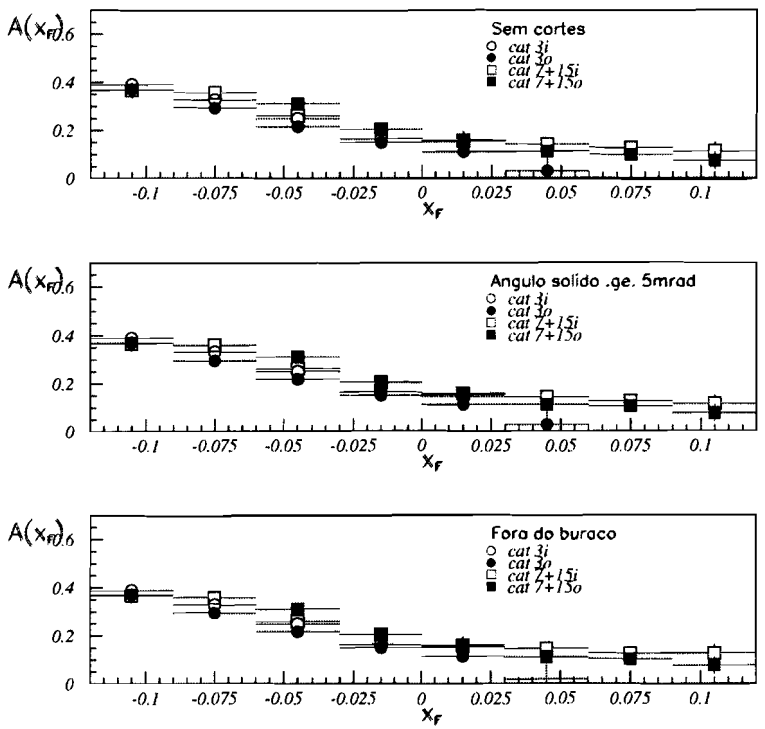


Figura 5.8: Assimetria na produção do Λ em função de x_F, sem usar cortes adicionais (acima), fora de um angulo sólido na direção do feixe (no centro) e fora de uma zona do buraco (abaixo).

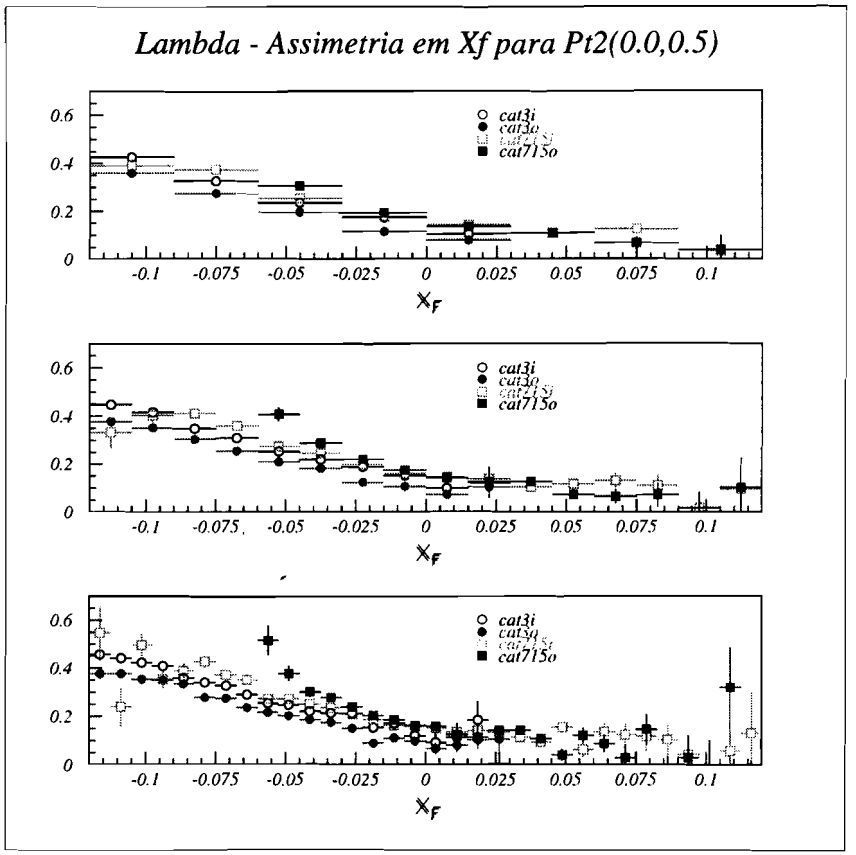


Figura 5.9: Assimetria na produção do Λ em função de x_F, para o intervalo $p_T^2(0.0,0.5)$ para 3 diferentes tamanhos de bin.

background, então esperamos assimetria quase zero para o background. A parte superior direita é um scatter plot das combinações de massa de $\pi^+\pi^-$ (eixo vertical) e $p^+\pi^-$ (eixo horizontal) onde as partes mais escuras correspondem às zonas onde pode-se ter sinal de Λ° e de K_s^0. Aparentemente a sinal de K_s^0 seria uniforme tanto na zona do sinal de Λ como nas asas desse sinal. Tentamos verificar isto nos histogramas da parte inferior, onde a esquerda temos o plot de massa de K_s^0 na zona da columna da sinal de Λ° ($\pm$ 2.5 σ), e a direita nas zonas das asas do Λ° (3.5 a 6 σ). Temos assim no total 5 σ para a zona da sinal e 5 σ para a zona das asas. Fitando ambos os histogramas achamos que o número de K_s^0 é o mesmo (dentro de um erro de 1%) tanto para a zona da sinal como para a zona das asas. Isto corrobora nossa expectativa que a contaminação de K_s^0 é uniforme e, portanto, eliminada com o fit, quando fazemos a substração do background. Verificamos tudo isto também para o caso de $\overline{\Lambda}^\circ$ com o mesmo resultado.

Concluimos então que a contaminação de K_s não altera os resultados de assimetria obtidos. Também fizemos um pequeno estudo impondo um corte na probabilidade de Čerenkov para o traço do próton do Λ obtendo o mesmo valor de assimetria nos bins centrais em x_F e algumas pequenas diferenças nos extremos mas dentro do erro estatístico. Não usamos cortes de Čerenkov na análise final porque este é um corte dependente do momentum (do *threshold*) o qual é mais importante para os últimos bins de x_F, onde os momentums são maiores.

Múltiplos lambdas por evento

Para verificar uma possível contaminação devida a background combinatorial, isto é quando dois ou mais lambdas, num mesmo evento, compartilham um mesmo traço, separamos os eventos com mais de um candidato a Λ, podendo ter eventos com mais de um Λ "real" e eventos de background combinatorial. Usamos um subamostra com 1.4 milhões de eventos (510k Λ° e 330k $\overline{\Lambda}^\circ$) obtendo 25.3k eventos com mais de um candidato a lambda (5.6k Λ° e 4.6k $\overline{\Lambda}^\circ$) como pode-se ver na fig. 5.11. Então os lambdas devido a background combinatorial ou não, para eventos com mais de um candidato a lambda, são aproximadamente 1.2% do total de lambdas, razão pela qual não nos deveriamos preocupar, mas preferimos usar únicamente eventos contendo só um candidato a lambda

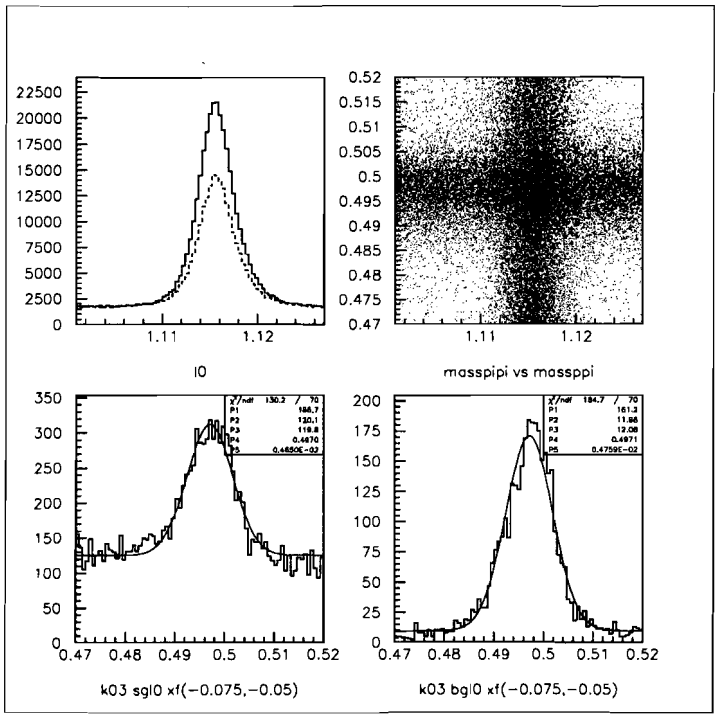


Figura 5.10: Estudo da contaminação de Kshort na amostra de Λ°.

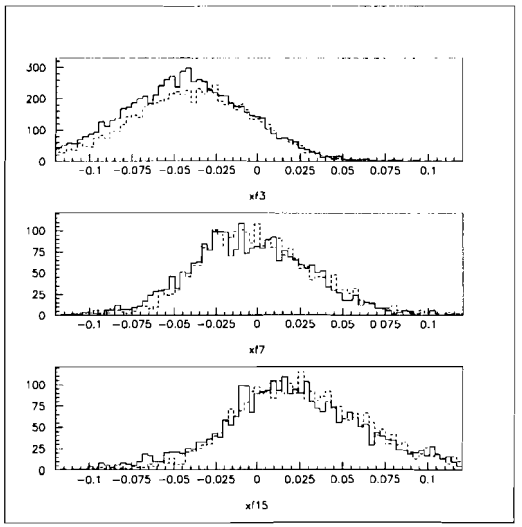


Figura 5.11: Estudo de Múltiplos Λ°'s (linha contínua) e/ou $\overline{\Lambda}^{\circ}$'s (linha tracejada) por evento, em função de x_F.

em nossa amostra final.

Sestr lambdas

Aqui estudamos a assimetria dos Sestr lambdas para verificar se o seu comportamento é o mesmo que para os Estr lambdas. Na fig. 5.12 a comparamos com a assimetria para os Estr lambdas e vemos que elas coincidem muito bem. Com isto podemos descartar que a assimetria positiva se deva a prótons gerados nas paredes das câmaras de arrasto que poderiam originar um excesso na sinal de Λ°. Os traços Sestr, reconstruidos nos SMD, não "sentem" o efeito do buraco nas câmaras de arrasto como os traços Estr [1], então podemos concluir que as assimetrias encontradas não são afetadas pelo "buraco" nas câmaras de arrasto.

Para este estudo usamos uma amostra de Sestr lambda com 67,147 ± 454 Λ° e 47,700

[1]Como vimos no capítulo 3.5.3 existe um *buraco*, ou zona de baixa eficiência, na região próxima à direção do feixe e sua projeção nas câmaras de arrasto

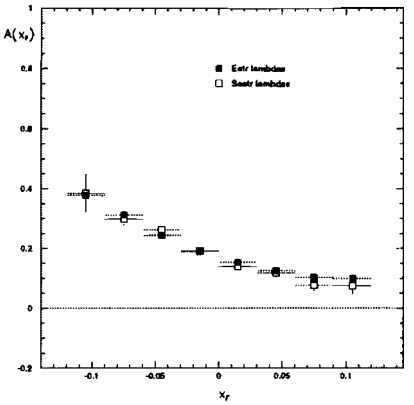


Figura 5.12: Assimetria na produção de SESTR As em função de x_F.

± 397 $\overline{\Lambda}^{\circ}$.

Influencia do *trigger* em energia Transversa E_T

Fizemos dois testes para verificar a independência da assimetria com a energia transversa, E_T . Na fig. 5.13 vemos que a assimetria em função de E_T é constante e, analisando a assimetria em função de x_F para As com píons de categoría, vemos que o comportamento não muda com o valor de E_T . Isto nos permite dizer que as assimetrias encontradas não são introduzidas pelo *trigger* usado.

Influência do alvo

Também checamos a possível influência dos diferentes alvos na assimetria. Na fig. 5.14, para Λ's com píons categoría 3, vemos que o comportamento da assimetria não muda para os alvos de Carbono e têm uma pequena diferensa para o alvo de Platina. Isto pode-se dever a efeitos do *veto counter* que está inmediatamente antes do primeiro alvo que é o de Platino. Retiramos os eventos provenientes desse alvo para nossa análise final.

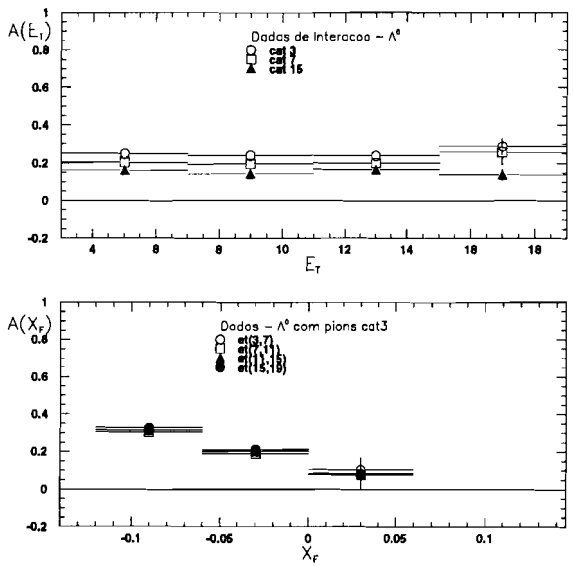


Figura 5.13: Assimetria na produção de Λ em função de E_T (acima). Assimetria em função de x_F para diferentes intervalos de E_T e para Λ com píon de categoría 3 (embaixo).

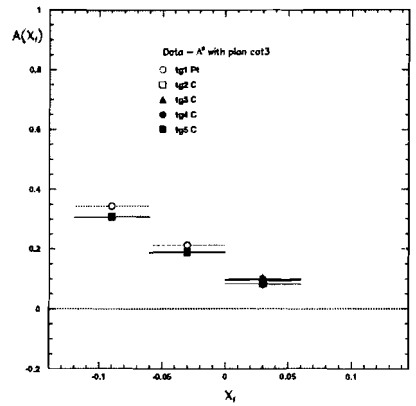


Figura 5.14: Assimetria na produção de Λ em função de x_F para diferentes alvos e para Λ com píon de categoría 3.

Contaminação de K^- no feixe.

A contaminação de K^-, no nosso feixe de π^-, foi de 2.5%.

O efeito desta contaminação foi difícil de estimar porque não existem dados de assimetrias na produção de híperons para feixe de K^- nestas energias. O principal efeito dos K^- no feixe sería um aumento na assimetria para os três híperons na região $x_F > 0$. Provávelmente o mais afetado vai ser o caso do $\Omega^-(\overline{\Omega}^+)$ porque não tem efeito de partícula liderante para feixe de π^- mas sim para feixe de K^- ($\bar{u}s$). Temos indicações que o efeito debe ser pequeno porque as assimetrias na região $x_F > 0$ são pequenas e aproximadamente constantes (se esperaría que a assimetria aumentasse com x_F se tivese um efeito de partícula liderante na região $x_F > 0$).

Um estimado quantitativo deste efeito é difícil. Algumas guías para isto vem da recente medida da assimetria de $D_s^+/\overline{D_s}^-$ para um feixe de K^- a 250GeV/c [55]. Na região $x_F > 0$, a assimetria medida foi 0.25 ± 0.11. Se assumimos que o 2.5% K^- produz igual assimetria no Ω^-, ja que o feixe de K^- pode produzir efeito de partícula liderante no Ω^-, achamos que a assimetria do Ω^- podería ter sido aumentada em +0.002. Para Λ° e

Ξ^- não espera-se o mesmo efeito mas que a substitução de um quark liderante leve (u, d) por um quark s. E769 [55] achou que as assimetrias inducidas por um quark liderante s é consistente com as inducidas pelos quarks mais leves, mas como não podemos quantificar essas pequenas diferenças damos +0.002, achado para o Ω^-, como o máximo aumento possível que o feixe de K^- pode ter inducido nas assimetrias do Λ° e o Ξ^- na região $x_F > 0$.

5.1.3 Análise dos dados em função de x_F e p_T^2.

Debido a alta estatística é possível analizar os dados em funão de (x_F, p_T^2) fazendo um "lego" plot 2-dim da assimetria. Na fig. 5.15 vemos na parte superior a assimetria em função de x_F para 3 diferentes regiões de p_T^2 e, na parte inferior, a assimetria em funão de p_T^2 para 4 diferentes regiões de x_F. Isto explica as diferenças nas assimetrias por categorías que vimos na subseção 5.1.1 já que como se vê na fig. 5.2 elas contribuem a diferentes regiões cinemáticas em x_F e p_T^2. A fig. 5.16 é o "lego" plot 2-dim da assimetria de (x_F, p_T^2). Por último, na fig. 5.17 temos a assimetria total na produção de Λ em função de x_F (p_T^2 integrado) e de p_T^2 (x_F integrado).

5.1.4 Estudos por Simulação de MC

Os estudos de simulação de MC são básicos para os estudos de eficiência/aceptancia e de estimativa do erro sistemático.

Usamos aproximadamente 4.5 milhões de eventos *RAW* MC de Λ que deram aproximadamente 400 mil eventos *DST* depois da reconstrução e os mesmos cortes pelos que passaram os dados. Na fig. 5.18 podemos comparar a assimetria obtida para eventos simulados de MC, de acordo com o *PYTHIA*, gerada e reconstruída e vemos que são muito parecidas.

Também fizemos alguns estudos de MC para as assimetrias separando pela categoría do píon em que decai o lambda, comparando as assimetrias geradas e reconstruídas (ver figs. 5.19 e 5.20) e vimos que coincidem bem dentro dos êrros estatísticos. A conclusão

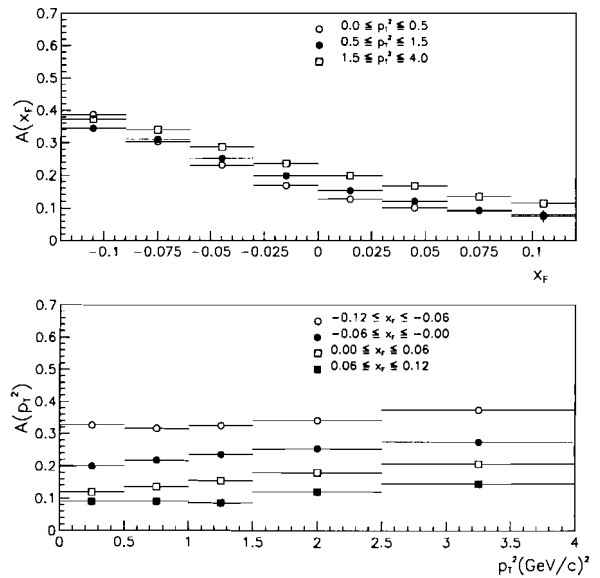


Figura 5.15: Assimetria na produção de Λ em função de x_F para diferentes regiões de p_T^2, e de p_T^2 para diferentes regiões de x_F.

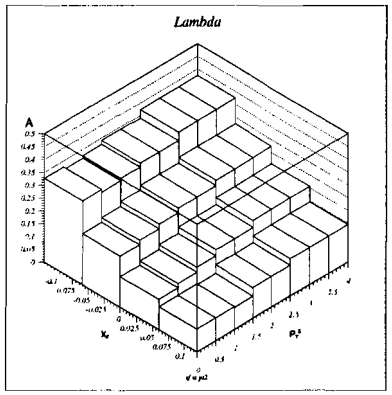


Figura 5.16: Assimetria na produção de Λ em função 2-dim de (x_F, p_T^2).

é que o programa de simulação do detector não introduz efeitos de assimetria partícula anti-partícula.

MC pesado pela distribuição dos dados

Vamos definir o número de partículas (anti-partículas) para:

- Dados: $N(x_F, p_T^2)$; $\bar{N}(x_F, p_T^2)$
- MC reconstruído: $R(x_F, p_T^2)$; $\bar{R}(x_F, p_T^2)$
- MC gerado: $G(x_F, p_T^2)$; $\bar{G}(x_F, p_T^2)$

A distribuição do MC no espaço (x_F, p_T^2) não é exatamente igual aos dados, assim que nós queremos ajustar a distribuição (normalizada) do MC reconstruído aos dados (também normalizados). A normalização é feita por separado para partícula/anti-partícula mas com respeito ao mesmo número total de partículas + anti-partículas. Agora nós dividimos a distribuição normalizada dos dados pela distribuição normalizada do MC reconstruído e obtemos os pesos correspondentes:

$$W(x_F, p_T^2) = \frac{\frac{N(x_F, p_T^2)}{N_T}}{\frac{R(x_F, p_T^2)}{R_T}} \tag{5.3}$$

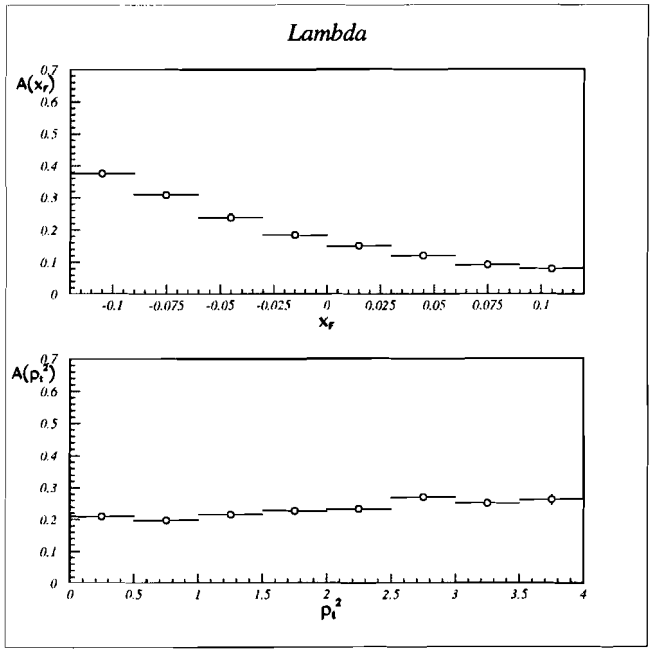


Figura 5.17: Assimetria total na produção de Λ em função de x_F (p_T^2 integrado) e em função de p_T^2 (x_F integrado).

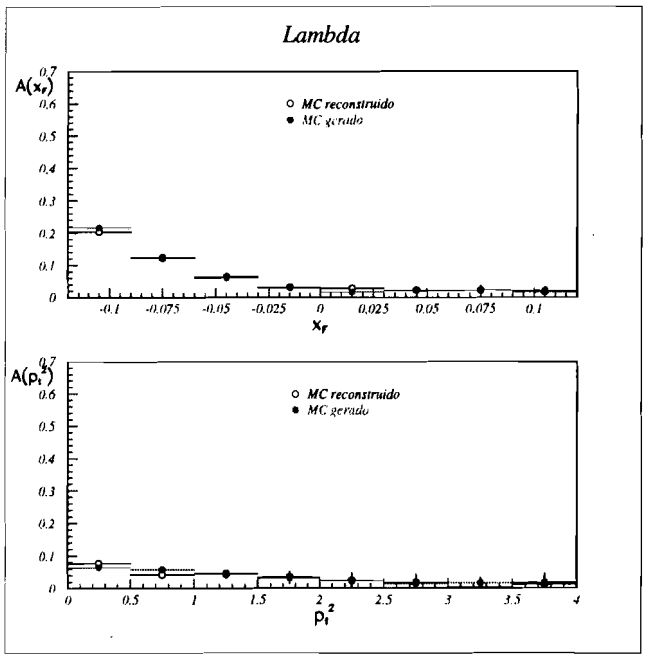


Figura 5.18: Assimetria total na produção de Λ em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído.

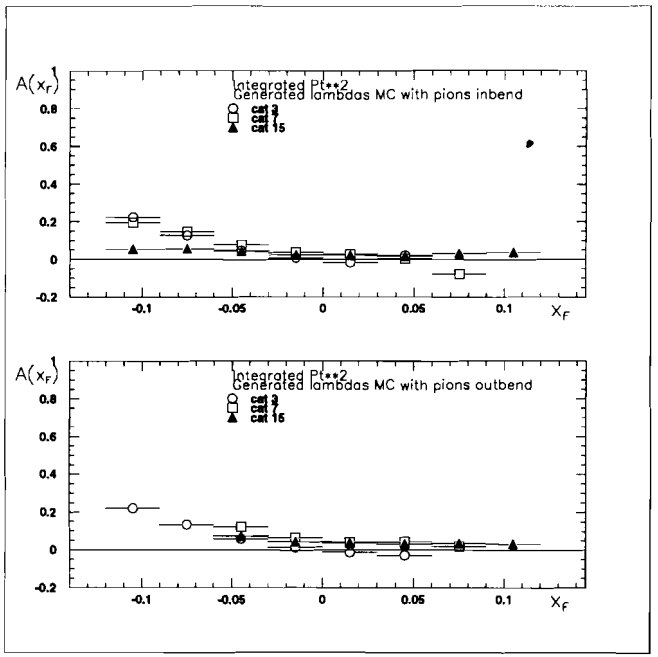


Figura 5.19: Assimetria na produção de Λ como função de x_F, por categorías do pion in(out)bend, para eventos gerados de MC.

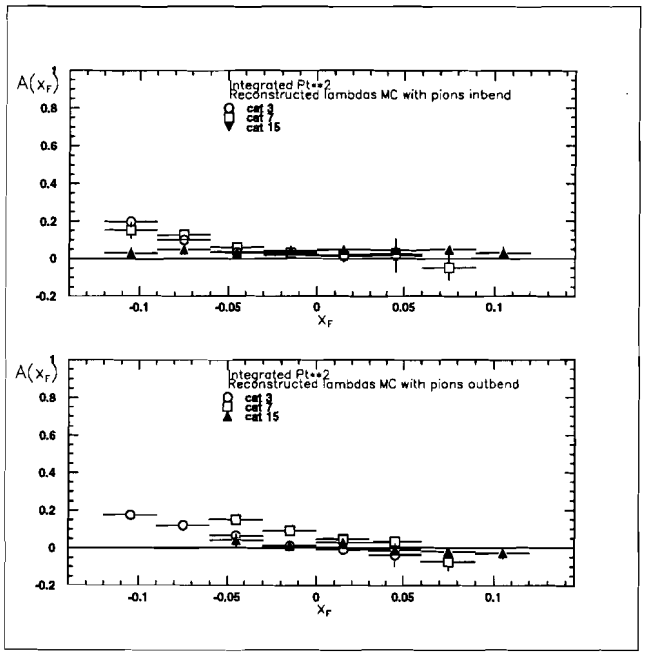


Figura 5.20: Assimetria na produção de Λ como função de x_F, por categorías do pion in(out)bend, para eventos reconstruídos de MC.

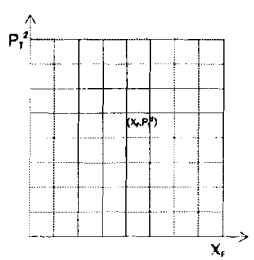


Figura 5.21: Pixel de (x_F, p_T^2).

$$\bar{W}(x_F, p_T^2) = \frac{\frac{\bar{N}(x_F, p_T^2)}{N_T}}{\frac{\bar{R}(x_F, p_T^2)}{R_T}} \tag{5.4}$$

onde:

$$N_T = \sum_{x_F} \sum_{p_T^2} (N(x_F, p_T^2) + \bar{N}(x_F, p_T^2))$$

$$R_T = \sum_{x_F} \sum_{p_T^2} (R(x_F, p_T^2) + \bar{R}(x_F, p_T^2)).$$

Com estes pesos podemos ajustar os números as distribuições de MC reconstruído aos dados para:

$$R_p(x_F, p_T^2) = R(x_F, p_T^2) W(x_F, p_T^2) \tag{5.5}$$

$$\bar{R}_p(x_F, p_T^2) = \bar{R}(x_F, p_T^2) \bar{W}(x_F, p_T^2) \tag{5.6}$$

e gerado:

$$G_p(x_F, p_T^2) = G(x_F, p_T^2) W(x_F, p_T^2) \tag{5.7}$$

$$\bar{G}_p(x_F, p_T^2) = \bar{G}(x_F, p_T^2) \bar{W}(x_F, p_T^2) \tag{5.8}$$

Com as distribuições de MC ajustadas aos dados calculamos a assimetria de MC na fig. 5.22, onde também vemos que a assimetria do MC gerado coincide com o reconstruído. Por último vemos, como esperavamos, que a assimetria do MC com distribuições corrigidas coincide bem com a assimetria total dos dados (ver fig. 5.17).

5.1.5 Estudos de eficiência e correção dos dados

Podemos ter uma idéia da eficiência do detector e dos programas de reconstrução calculando a relação entre os eventos MC gerados e os que foram reconstruídos pelo programa de simulação do detector. Conhecendo esta razão podemos corrigir os dados (eventos reconstruídos) e inferir quantos eventos foram realmente produzidos nas interções . Isto se chama fazer uma correção por eficiência.

Começamos com a eq. 5.1 e agora definimos a eficiência de MC para Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$.

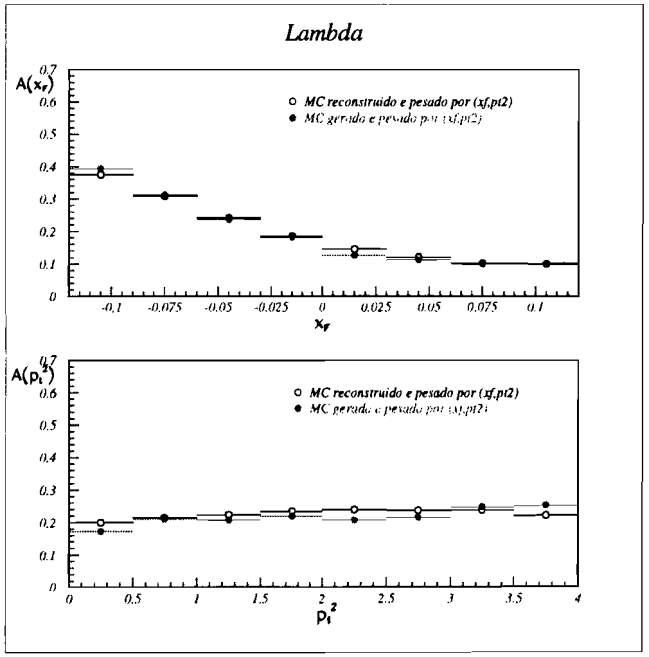


Figura 5.22: Assimetria total na produção de Λ em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído e pesado pelos dados.

Correção de eficiência por pixel de x_F e p_T^2

A eficiência é definida como a proporção do número de partículas reconstruídas com respeito ás geradas.

$$\epsilon(x_F, p_T^2) = \frac{R(x_F, p_T^2)}{G(x_F, p_T^2)} \tag{5.9}$$

$$\bar{\epsilon}(x_F, p_T^2) = \frac{\bar{R}(x_F, p_T^2)}{\bar{G}(x_F, p_T^2)} \tag{5.10}$$

e definimos também os números de $\Lambda^\circ(\overline{\Lambda}^\circ)$ corrigido pela eficiência,

$$Ncorr(x_F, p_T^2) = \frac{N(x_F, p_T^2)}{\epsilon} \tag{5.11}$$

$$\bar{N}corr(x_F, p_T^2) = \frac{\bar{N}(x_F, p_T^2)}{\bar{\epsilon}}. \tag{5.12}$$

Então a assimetria corrigida pela eficiência de MC, por intervalo x_F e p_T^2) é:

$$Acorr(x_F, p_T^2) = \frac{Ncorr(x_F, p_T^2) - \bar{N}corr(x_F, p_T^2)}{Ncorr(x_F, p_T^2) + \bar{N}corr(x_F, p_T^2)}. \tag{5.13}$$

E por intervalo de x_F:

$$Acorr(x_F) = \frac{\sum_{p_T^2}(Ncorr(x_F, p_T^2) - \bar{N}corr(x_F, p_T^2))}{\sum_{p_T^2}(Ncorr(x_F, p_T^2) + \bar{N}corr(x_F, p_T^2))}. \tag{5.14}$$

Análogamente para p_T^2. Podemos os resultados na fig. 5.23.

Correção de eficiência por intervalo de x_F ou p_T^2

Esta é a forma tradicional de corrigir por eficiência, especialmente quando não se tem muita estatística. Calculamos desta forma para comparar com os outros métodos. A eficiência é:

$$\epsilon(x_F) = \frac{R(x_F)}{G(x_F)} = \frac{\sum_{p_T^2} R(x_F, p_T^2)}{\sum_{p_T^2} G(x_F, p_T^2)}, \tag{5.15}$$

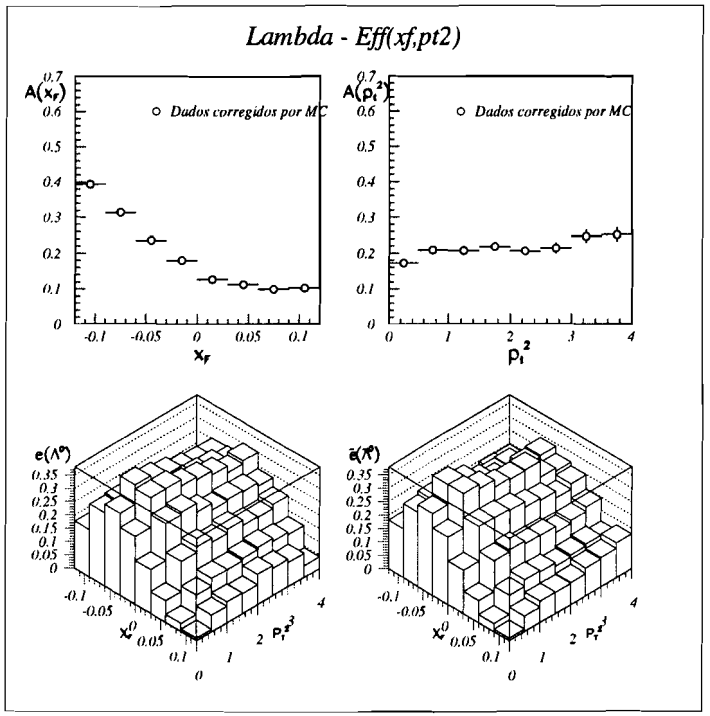


Figura 5.23: Dados do $\Lambda^\circ(\overline{\Lambda}^\circ)$ corrigidos por MC em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de (x_F, p_T^2).

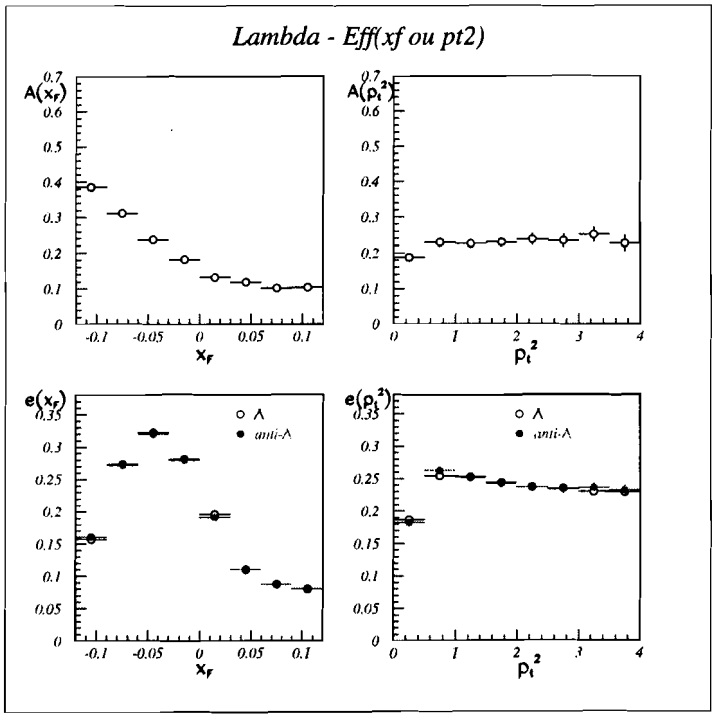


Figura 5.24: Dados do $\Lambda^\circ(\overline{\Lambda}^\circ)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2.

o número de partículas/anti-partículas corrigido por eficiência é:

$$Ncorr(x_F) = \frac{\sum_{p_T^2} N(x_F, p_T^2)}{\epsilon(x_F)} \tag{5.16}$$

e a assimetria será:

$$Acorr(x_F) = \frac{Ncorr(x_F) - \bar{N}corr(x_F)}{Ncorr(x_F) + \bar{N}corr(x_F)} \tag{5.17}$$

Análogamente se faz para p_T^2. Podemos ver os resultados na fig. 5.24.

Correção por eficiência por intervalo de x_F ou p_T^2 e com distribuções MC pesados pelos dados

Aqui fazemos a correção dos dados usando os valores "pesados" do MC (ver subsubseção 5.1.4). A eficiência será:

$$\epsilon_p(x_F) = \frac{R(x_F)}{G(x_F)} = \frac{\sum_{p_T^2} R_p(x_F, p_T^2)}{\sum_{p_T^2} G_p(x_F, p_T^2)}, \tag{5.18}$$

o número de partículas/anti-partículas corrigido por MC será:

$$Ncorr_p(x_F) = \frac{\sum_{p_T^2} N(x_F, p_T^2)}{\epsilon_p(x_F)} \tag{5.19}$$

e a assimetria será:

$$Acorr_p(x_F) = \frac{Ncorr_p(x_F) - \bar{N}corr_p(x_F)}{Ncorr_p(x_F) + \bar{N}corr_p(x_F)} \tag{5.20}$$

Análogamente se faz para p_T^2. Podemos ver os resultados na fig. 5.25.

Comparação entre as assimetrias corrigidas

Se nós comparamos as figs. anteriores vemos que as eficiências para Λ° e $\overline{\Lambda}^\circ$ são as mesmas para os três diferentes métodos. Então, podemos concluir que:

$$\epsilon \cong \bar{\epsilon}, \tag{5.21}$$

$$Ncorr \cong \frac{N}{\epsilon} \tag{5.22}$$

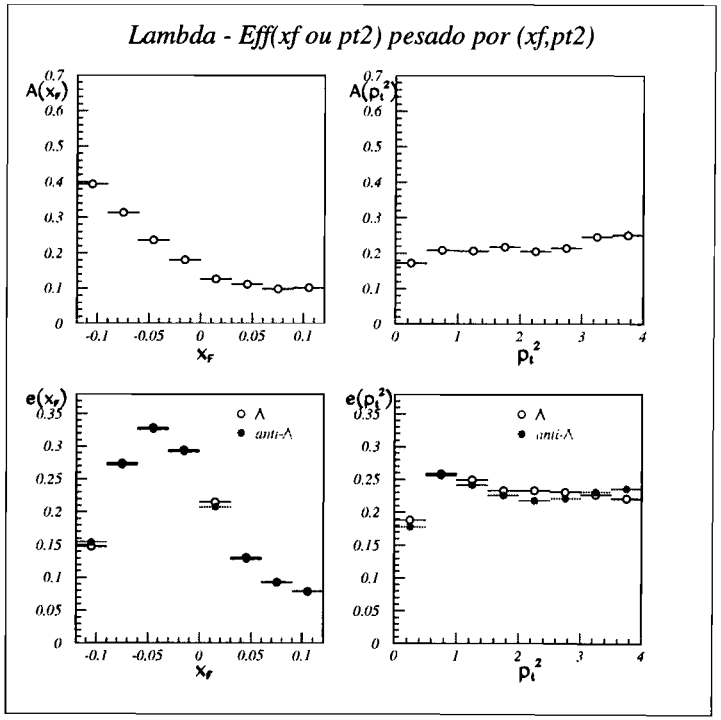


Figura 5.25: Dados do $\Lambda^\circ(\overline{\Lambda}^\circ)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2 e pesados por (x_F, p_T^2).

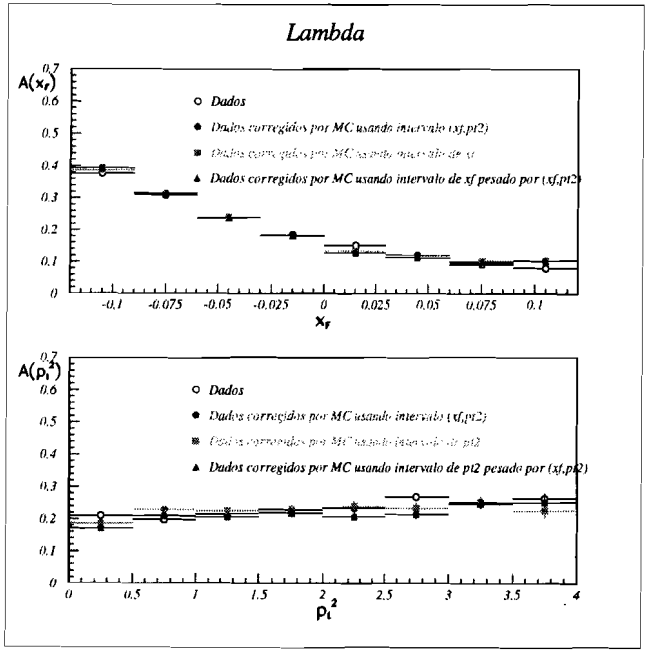


Figura 5.26: Comparação entre os dados do $\Lambda^\circ(\overline{\Lambda}^\circ)$ sem correção e os dados corrigidos por eficiência por diferentes métodos.

$$\tilde{N}corr \cong \frac{\tilde{N}}{\epsilon} \tag{5.23}$$

e portanto

$$Acorr \cong A \tag{5.24}$$

Podemos ver isto na fig. 5.26 onde dá para perceber que quase não há diferença entre as assimetrias dos dados corrigidos ou sem corrigir. As diferenças entre os diversos métodos nos permite estimar os êrros sistemáticos.

5.1.6 Cálculo do êrro sistemático e Resultados finais

Para obter o resultado final de assimetria precisamos ter, al'em dos êrros estatísticos,

os êrros sistemáticos.

Investigamos uma grande variedade de fatores que poderíam afetar nossos resultados (ver subseções 5.1.1 e 5.1.2). Em cada caso foram feitos ajustes e as assimetrias re-evaluadas para determinar seus efeitos diretamente. Entre eles podemos citar: Os criterios de seleção (que foram idénticos para partícula e anti-partícula), o *trigger* de E_T , a assimetria em eficiência para partícula e anti-partícula, os efeitos da contaminação de K^- no feixe. Os únicos efeitos significativos, embora pequenos, vêm da eficiência do espectrômetro e da contaminação de K^- no feixe.

Na subseção 5.1.2 estimamos os possíveis efeitos na assimetria, da contaminação de K^- no feixe, para os *bins* de $x_F > 0$, como sendo no máximo de 0.002.

Para quantificar os efeitos na assimetria da eficiência do espectrômetro, no nosso resultado final de assimetria usamos a média ponderada das três assimetrias corrigidas por eficiência.

O valor medio total da assimetria e sua incerteza usando a média ponderada é:

$$< A >= \frac{\sum_{i=1}^{3} A_i(\frac{1}{dA_i})^2}{\sum_{i=1}^{3}(\frac{1}{dA_i})^2} \tag{5.25}$$

$$RMS = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{3}(< A > -A_i)^2}{3-1}} \tag{5.26}$$

onde i=1,3 corresponde aos dados corrigidos por MC usando os três diferentes métodos. Usando essas fórmulas obtemos o resultado da fig. 5.27 (ver também a tabela 5.1).

Com base nisto obtemos a assimetria para $\Lambda^\circ/\bar{\Lambda}^\circ$ é 0.21290 $\pm$ 0.00097(estatístico) $\pm$ 0.00800(sistemático) no intervalo total $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ e $0.0 \leq p_T^2 \leq 4.0$.

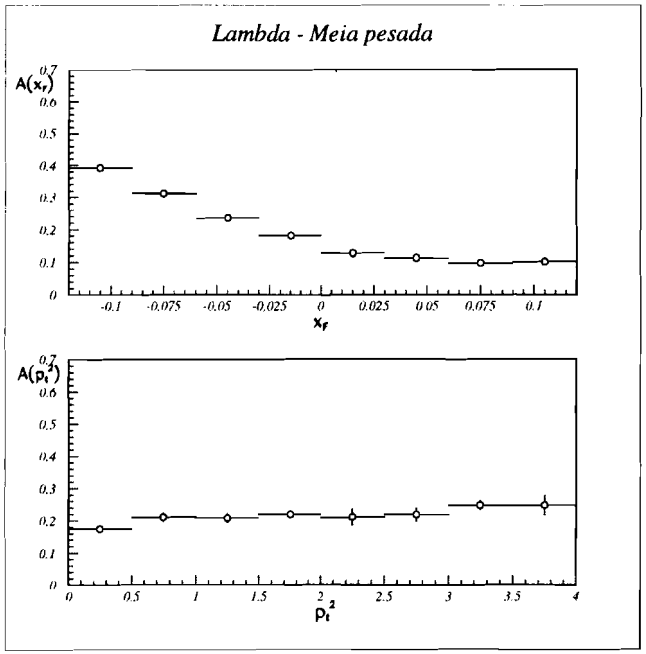


Figura 5.27: Assimetria total na produção de Λ como função de x_F e de p_T^2, usando uma média ponderada das assimetrias corrigidas por eficiência. - 7% da amostra da E791.

x_F Região	Assimetria	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
-0.12 - -0.09	0.392	0.005	0.005
-0.09 - -0.06	0.313	0.003	0.003
-0.06 - -0.03	0.236	0.002	0.002
-0.03 - 0.00	0.181	0.002	0.002
0.00 - 0.03	0.127	0.002	0.004
0.03 - 0.06	0.112	0.004	0.005
0.06 - 0.09	0.099	0.006	0.005
0.09 - 0.12	0.102	0.011	0.006
p_t^2 Região	Assimetria	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
0.0 - 0.5	0.175	0.001	0.009
0.5 - 1.0	0.217	0.002	0.013
1.0 - 1.5	0.209	0.003	0.012
1.5 - 2.0	0.219	0.005	0.008
2.0 - 2.5	0.211	0.007	0.010
2.5 - 3.0	0.218	0.009	0.011
3.0 - 3.5	0.248	0.012	0.011
3.5 - 4.0	0.249	0.016	0.015

Tabela 5.1: Assimetria total na produção de Λ em função de x_F e p_T^2 mostrando os êrros estatísticos e sistemáticos.

5.2 Estudos de assimetria na produção de $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$

Como vimos no capítulo anterior nossa amostra de Ξ foi feita com base em 100% da amostra total de dados da E791. Os cortes finais da *n-upla* de Ξ se mostram na tabela 4.6 e o resultado final na fig. 4.6.

Tal como no caso do Λ ajustamos os histogramas de massa, usando Maximum Likelihood, com uma gaussiana e uma parametrização linear para o background, para intervalos (*bins*) de x_F e p_T^2 e calculamos a assimetria. Achamos 996173 $\pm$ 1928 Ξ^- e 706632 $\pm$ 1655 $\overline{\Xi}^+$.

A fig. 5.28 mostra as distribuições com background substraído em função de x_F e p_T^2.

5.2.1 Estudos preliminares para diferentes regiões do espectrômetro

Partindo de nossa experiencia na análise para o Λ, inicialmente analisamos os dados dependendo das regiões do espectrômetro que atravessam os traços das partículas em que

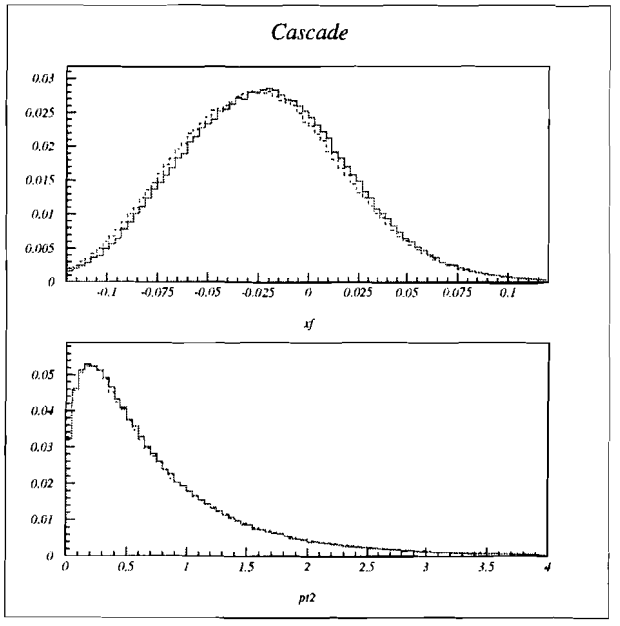


Figura 5.28: Distribuições com background substraído em função de x_F e p_T^2 para o Ξ^- (linha contínua), e para o $\overline{\Xi}^+$ (linha tracejada) normalizadas pelo o número total de entradas.

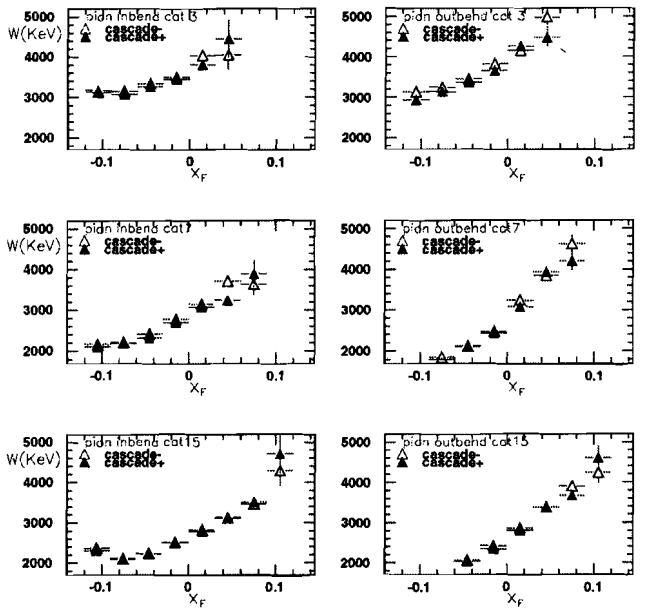


Figura 5.29: Largura da massa em função de x_F para os Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$ formados com um Λ e um píon in(out)bend de categoría 3, 7 e 15.

decaem os cascatas, particularmente o píon. Com isto verificamos a estabilidade da nossa análise.

Categoría do π do Ξ e passagem através do campo magnético.

Continuando com nossa experiência na análise feita para o Λ, separamos os diferentes tipos de traço do π do Ξ, isto é por categorías e por in(out)bend.

Na fig. 5.29 temos a largura da massa do $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ para as 6 subdivisões e, como no caso do Λ, vemos que a largura, e portanto a resolução do espectrômetro, é a mesma para Ξ^- e $\overline{\Xi}^+$.

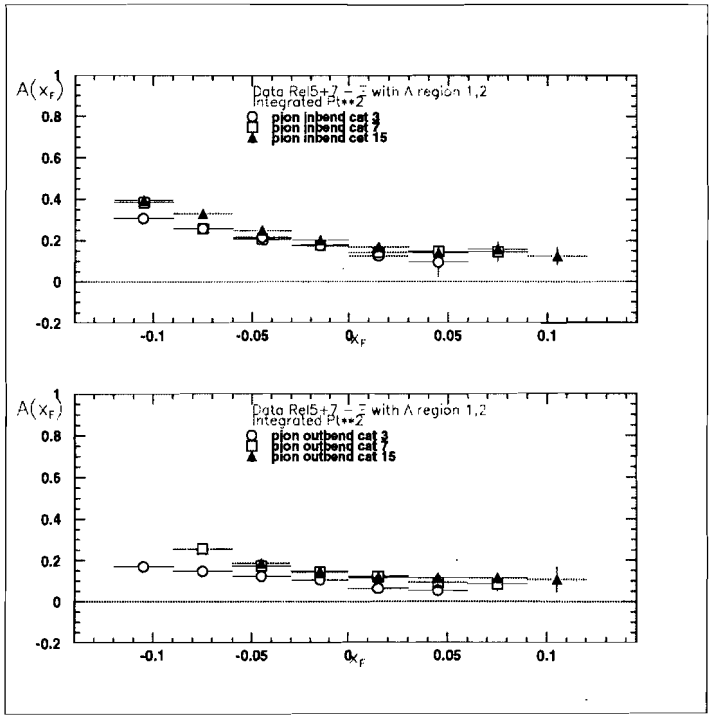


Figura 5.30: Assimetria do Ξ em função de x_F, por categorías e por in(out)bend.

Análise das amostras de dados em função de x_F

Podemos ver na figura 5.30 a assimetria em função de x_F por categorías e por in-bend(outbend).

Também vimos as assimetrias do background nos casos correspondentes à figura 5.30. Para isto calculamos a área em baixo da sinal dada pelo fit, correspondente a $\pm 2.5\sigma$, como se fez no caso do Λ e também achamos que a assimetria era praticamente nula.

Análise das amostras de dados em função de p_T^2

Na figura 5.31, para o valor integrado de x_F no intervalo total analisado do nosso

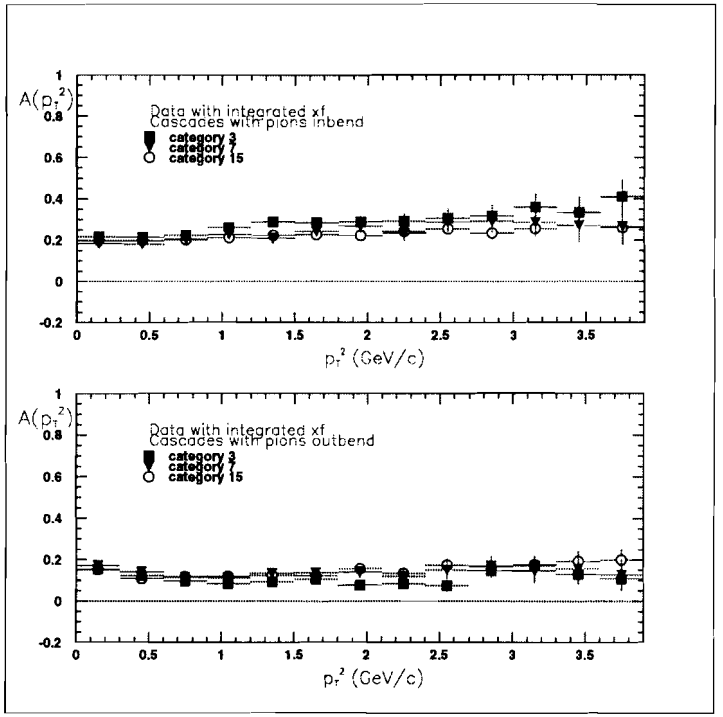


Figura 5.31: Assimetria na produção do Ξ em função de p_T^2, por categorías e por in(out)bend.

experimento para os híperons com estranheza ($-0.012 \leq x_F \leq 0.12$), vemos que o comportamento das assimetrias é constante.

5.2.2 Análise dos dados em função de x_F e p_T^2

Aqui analisamos os dados em função de (x_F,p_T^2) fazendo um "lego" plot 2-dim da assimetria. Na fig. 5.32 vemos na parte superior a assimetria em função de x_F para 3 diferentes regiões de p_T^2 e, na parte inferior, a assimetria em função de p_T^2 para 4 diferentes regiões de x_F. O comportamento coincide, ainda que em menor grãu, com o observado para o lambda (fig. 5.15). A fig. 5.33 é o "lego" plot 2-dim da assimetria de (x_F,p_T^2).

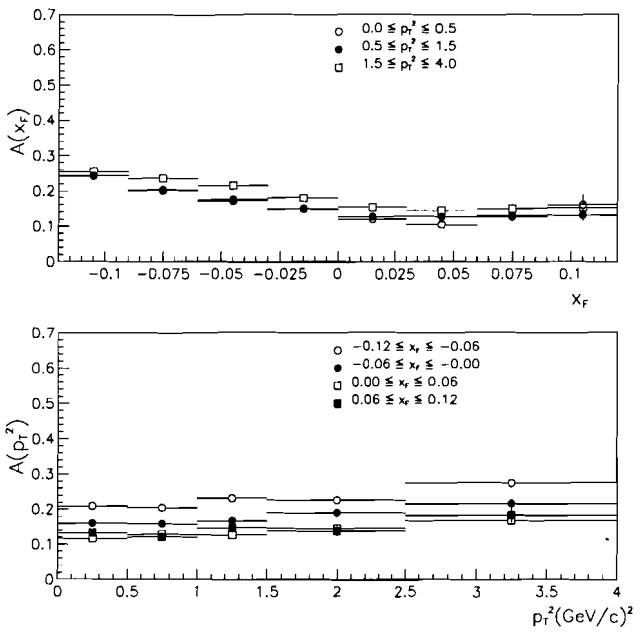


Figura 5.32: Assimetria na produção do Ξ em função de x_F, para diferentes regiões de p_T^2, e de p_T^2, para diferentes regiões de x_F.

Por último, na fig. 5.34 temos a assimetria total na produção de Ξ em função de x_F (p_T^2 integrado) e de p_T^2 (x_F integrado).

5.2.3 Estudos por Simulação de MC

Usamos aproximadamente 16.36 milhões de eventos *RAW* MC de Ξ que deram aproximadamente 275056 eventos *DST* depois da reconstrução e os mesmos cortes pelos que passaram os dados. Na fig. 5.35 podemos comparar a assimetria de MC, de acordo com o *PYTHIA*, gerada e reconstruída e vemos que tem o mesmo comportamento e são muito

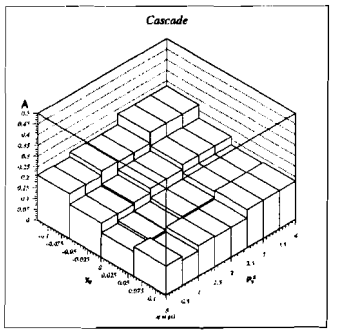


Figura 5.33: Assimetria na produção de Ξ em função 2-dim de (x_F, p_T^2).

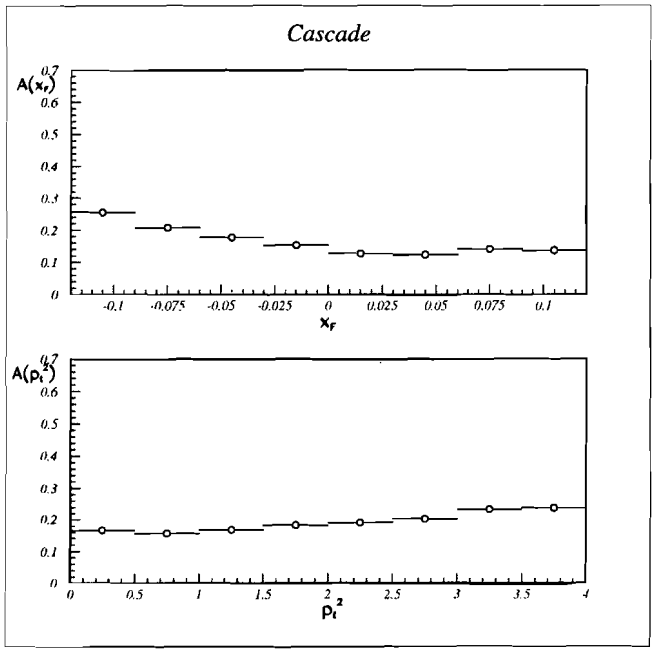


Figura 5.34: Assimetria total na produção do Ξ em função de x_F (p_T^2 integrado) e em função de p_T^2 (x_F integrado).

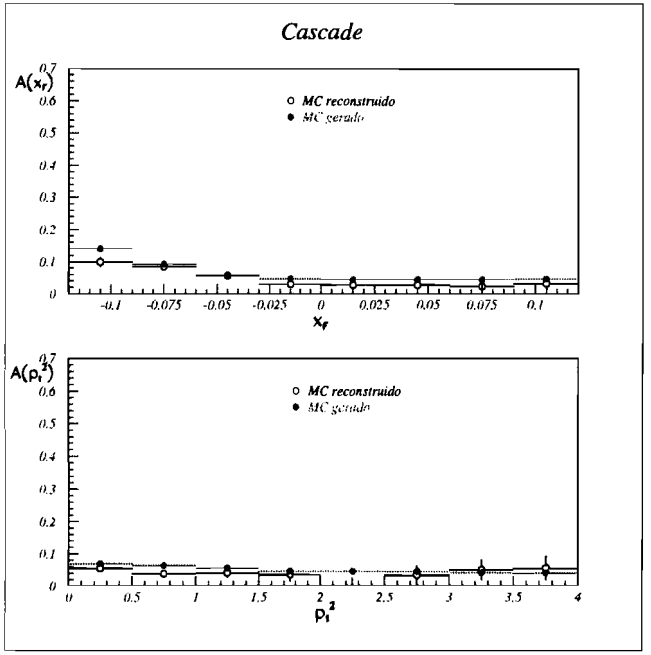


Figura 5.35: Assimetria total na produção do Ξ em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído.

parecidas.

Também fizemos alguns estudos de MC separando pela categoría do píon em que decae o Ξ comparando o gerado com o reconstruído e vemos que, como no caso do lambda, coincidem bem dentro dos erros estatísticos. A conclussão é que o programa de simulação do espectrômetro (digitalizador do MC) reproduz bem o efeito da reconstrução dos dados para o cascata, ao igual que fez para o lambda.

Por último, guiando-nos pela subseção 5.1.4, "pesamos" o MC e achamos que o MC gerado e reconstruído também concidem bem entre eles como vemos na fig. 5.36. Comparando com a fig. 5.34 dos dados vemos que o MC "pesado" e os dados coincidem.

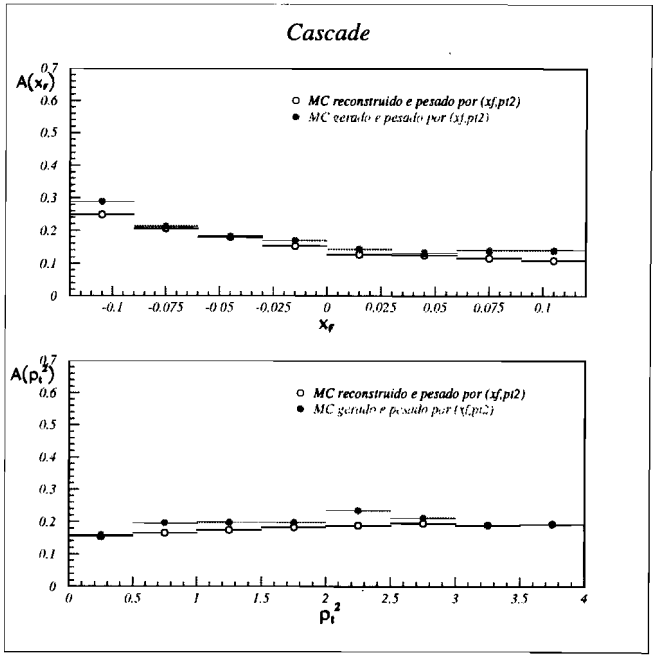


Figura 5.36: Assimetria total na produção do Ξ em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído e pesado pelos dados.

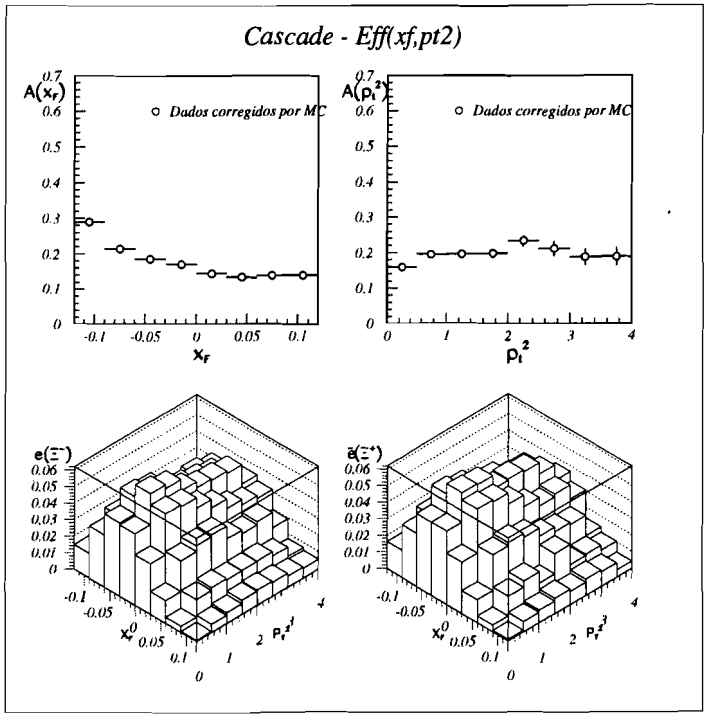


Figura 5.37: Dados do $\Xi^-(\overline{\Xi}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de (x_F, p_T^2).

5.2.4 Estudos de eficiência e correção dos dados

Da mesma maneira que na subseção 5.1.5 dos estudos de eficiência e correção dos dados para o lambda aqui também corrigimos os dados pelos três métodos como pode-se ver nas figs. 5.37,5.38,5.39. Por último comparamos os três métodos com os dados (ver fig. 5.40) e coincidem bem. Utilizamos as diferenças para estimar os êrros sistemáticos.

5.2.5 Cálculo do Êrro Sistemático e Resultados finais

Análogamente ao caso do lambda as únicas fontes significativas de êrro sistemático vêm

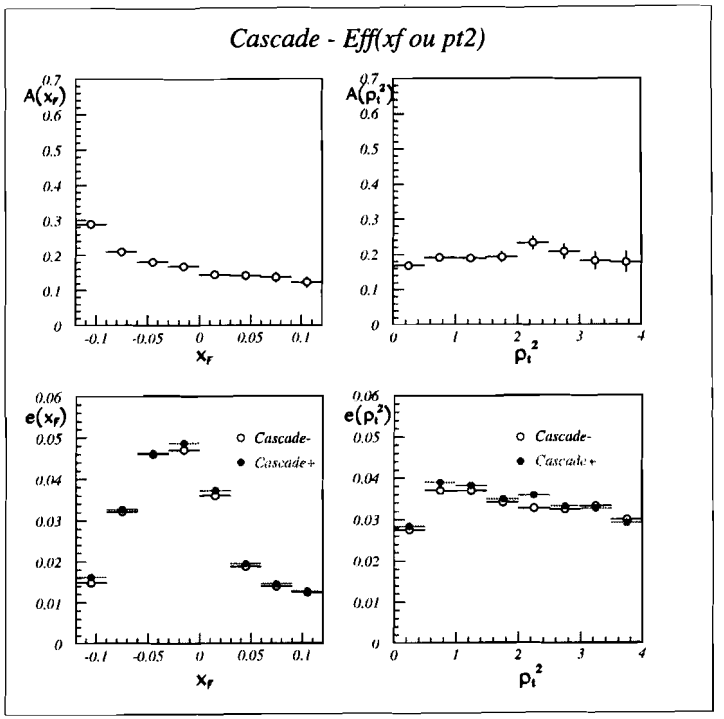


Figura 5.38: Dados do $\Xi^-(\overline{\Xi}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2.

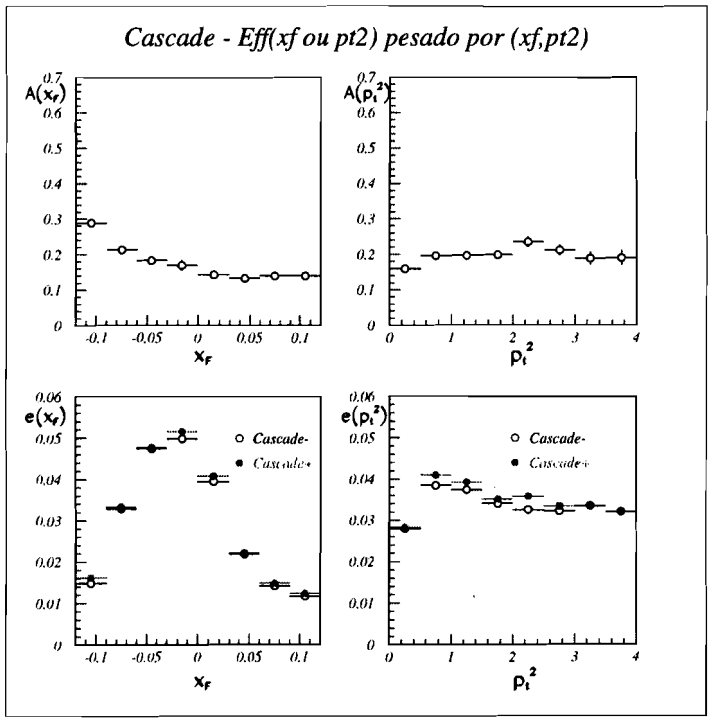


Figura 5.39: Dados do $\Xi^-(\overline{\Xi}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2 e pesadas por (x_F, p_T^2).

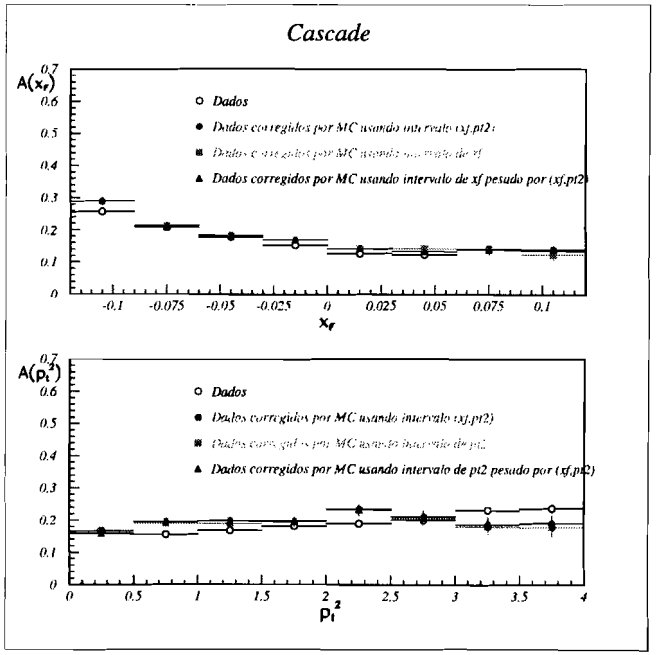


Figura 5.40: Comparação entre os dados do $\Xi^-(\overline{\Xi}^+)$ sem corrigir e os dados corrigidos por eficiência por diferentes métodos.

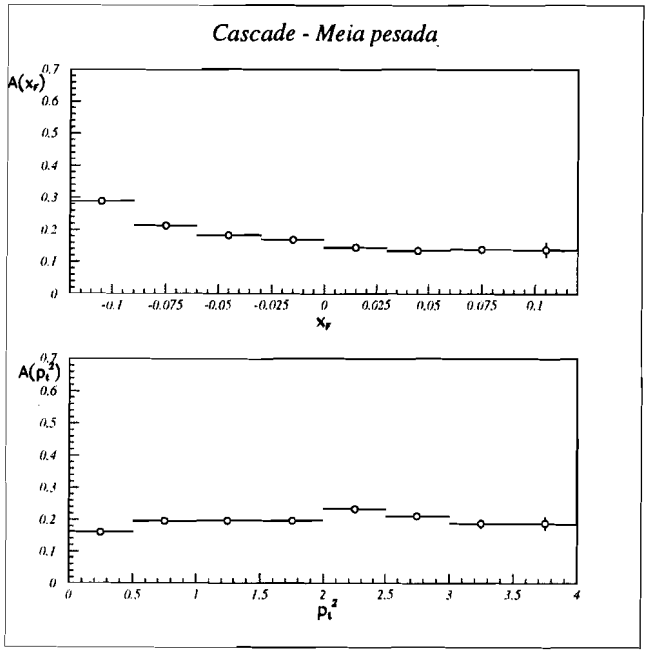


Figura 5.41: Assimetria total na produção do Ξ em função de x_F e de p_T^2, usando uma média ponderada das assimetrias corrigidas por eficiência. - 100% da amostra da E791.

eficiência do espectrômetro e da contaminação de K^- no feixe. Estimamos os possíveis efeitos na assimetria, da contaminação de K^- no feixe, para os *bins* de $x_F > 0$, como sendo no máximo de 0.002.

Os efeitos na assimetria da eficiência do espectrômetro, no nosso resultado final de assimetria serão calculados usando a média ponderada das assimetrias corrigidas por eficiência (ver subseção 5.1.6). O resultado final está na fig. 5.41 e a tabela 5.2

Com base nisto a assimetria de $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ é 0.1700 $\pm$ 0.0015(estatístico) $\pm$ 0.0090(sistemático) no rango total $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ e $0.0 \leq p_T^2 \leq 4.0$.

x_F Região	Assimetria	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
-0.12 - -0.09	0.289	0.004	0.010
-0.09 - -0.06	0.213	0.002	0.006
-0.06 - -0.03	0.183	0.002	0.004
-0.03 - 0.00	0.169	0.002	0.004
0.00 - 0.03	0.143	0.002	0.005
0.03 - 0.06	0.135	0.004	0.008
0.06 - 0.09	0.139	0.007	0.010
0.09 - 0.12	0.136	0.013	0.012
p_t^2 Região	Assimetria	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
0.0 - 0.5	0.161	0.001	0.005
0.5 - 1.0	0.195	0.002	0.004
1.0 - 1.5	0.196	0.003	0.006
1.5 - 2.0	0.197	0.004	0.009
2.0 - 2.5	0.233	0.005	0.012
2.5 - 3.0	0.210	0.007	0.015
3.0 - 3.5	0.187	0.010	0.018
3.5 - 4.0	0.188	0.013	0.020

Tabela 5.2: Assimetria total na produção do Ξ em função de x_F e p_T^2 mostrando os êrros estatísticos e sistemáticos.

5.3 Estudos de assimetria na produção de $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$

Como vimos no capítulo anterior nossa amostra de Ω, da mesma forma que a do Ξ, foi feita com base em 100% da amostra total de dados da E791. Os cortes finais da *n-upla* de Ω se mostram na tabela 4.6 e o resultado final na fig. 4.7.

Da mesma maneira que no caso do Λ e Ξ fitamos os histogramas de massa, usando o método de Maximum Likelihood, com uma gaussiana e uma parametrização linear para o background, tudo em intervalos (*bins*) de x_F e p_T^2 e usamos, para calcular a assimetria, o sinal que nos dá o fit de Maximum Likelihood para os histogramas de massa.

A fig. 5.42 mostra as distribuições com background substraído em função de x_F e p_T^2.

Fitando os histogramas de massa de cada intervalo de x_F para Ω achamos 8745 $\pm$ 132 Ω^- e 7455 $\pm$ 115 $\overline{\Omega}^+$.

Na fig. 5.43 temos a largura da massa do $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ e vemos que a largura, e portanto a resolução do espectrômetro, é a mesma para Ω^- e $\overline{\Omega}^+$.

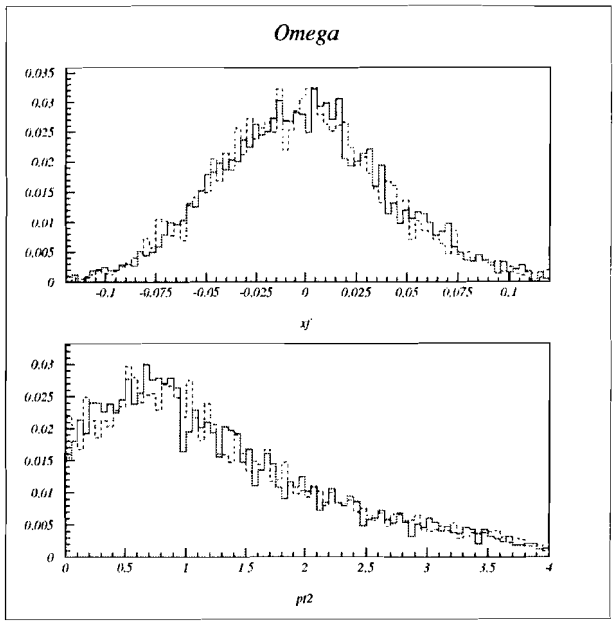


Figura 5.42: Distribuições de $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$, com background substraído em função de x_F e p_T^2, normalizado com o número total de entradas para o Ω^- (linha contínua), e para o $\overline{\Omega}^+$ (linha tracejada).

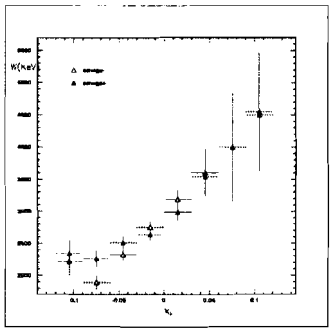


Figura 5.43: Largura da massa em função de x_F para os Ω^- e $\overline{\Omega}^+$ formados com um Λ e um kaón.

5.3.1 Análise das amostras de dados em função de x_F e p_T^2

Aqui analisamos os dados em função de (x_F, p_T^2) fazendo um "lego" plot 2-dim da assimetria. Na fig. 5.44 vemos na parte superior a assimetria em função de x_F para 2 diferentes regiões de p_T^2 e, na parte inferior, a assimetria em função de p_T^2 para 2 diferentes regiões de x_F. O comportamento lembra levemente o observado para o lambda (fig. 5.15) e cascata (fig. 5.32). A fig. 5.45 é o "lego" plot 2-dim da assimetria de (x_F, p_T^2). Por último, na fig. 5.46 temos a assimetria total na produção de Ω em função de x_F (p_T^2 integrado) e de p_T^2 (x_F integrado).

5.3.2 Estudos por Simulação de MC

Usamos aproximadamente 4.78 milhões de eventos *RAW* MC de Ω que deram aproximadamente 28627 eventos *DST* depois da reconstrução e os mesmos cortes pelos que passaram os dados. Na fig. 5.47 podemos comparar a assimetria de MC gerada e reconstruída e vemos que são muito parecidas.

Por último, guiando-nos pela subseção 5.1.4, "pesamos" o MC e achamos que o MC gerado e reconstruído também concidem bem entre eles como vemos na fig. 5.48. Comparando com a fig. 5.46 dos dados vemos que o MC "pesado" e os dados coincidem.

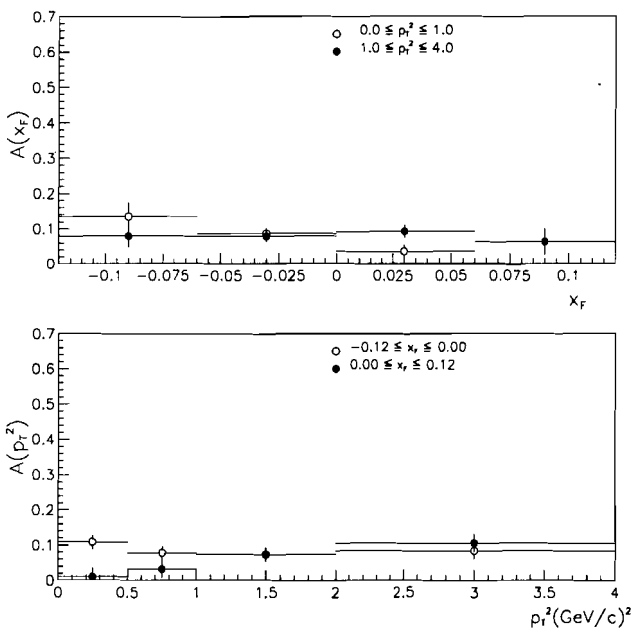


Figura 5.44: Assimetria na produção do Ω em função de x_F, para diferentes regiões de p_T^2, e de p_T^2, para diferentes regiões de x_F.

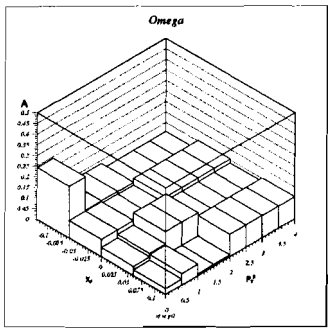


Figura 5.45: Assimetria na produção do Ω em função 2-dim de (x_F, p_T^2) para diferentes regiões de x_F, e de p_T^2.

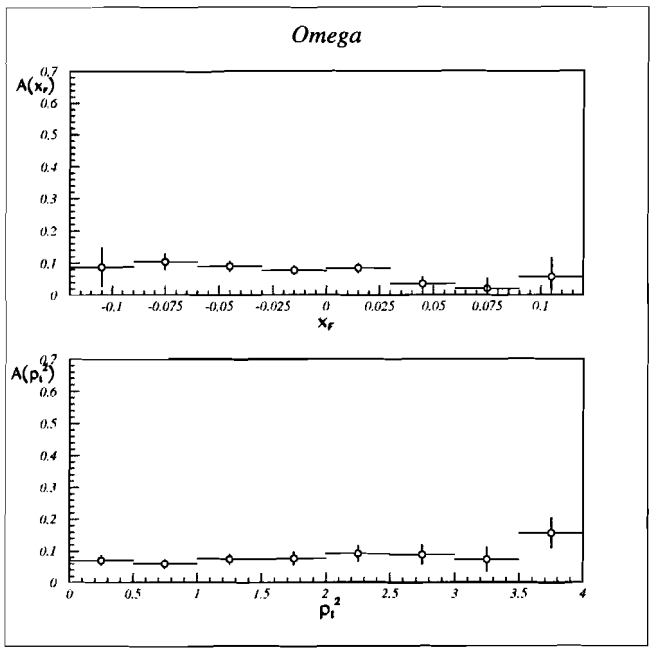


Figura 5.46: Assimetria total na produção de Ω em função de x_F (p_T^2 integrado) e em função de p_T^2 (x_F integrado).

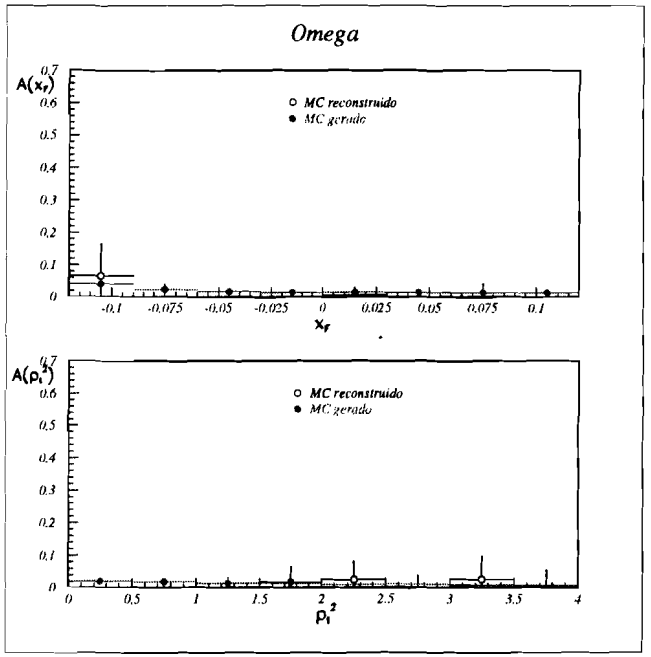


Figura 5.47: Assimetria total na produção do Ω em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído.

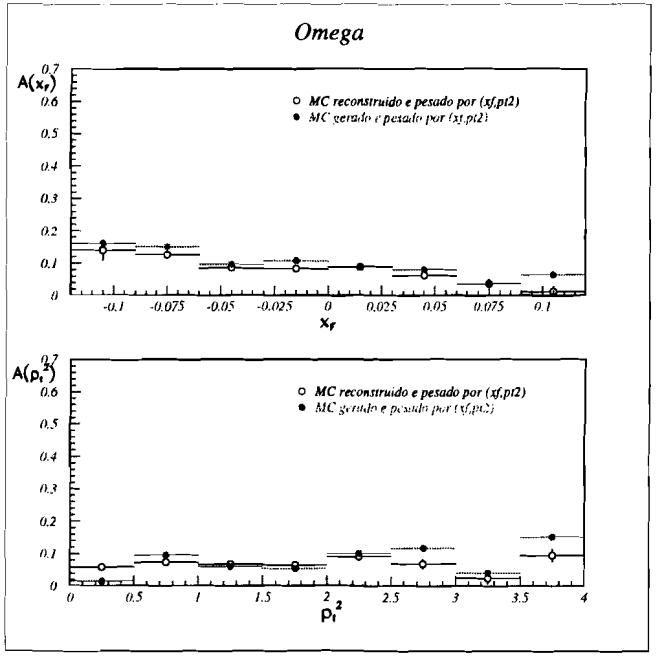


Figura 5.48: Assimetria total na produção do Ω em função de x_F e p_T^2 para MC gerado e reconstruído e pesado pelos dados.

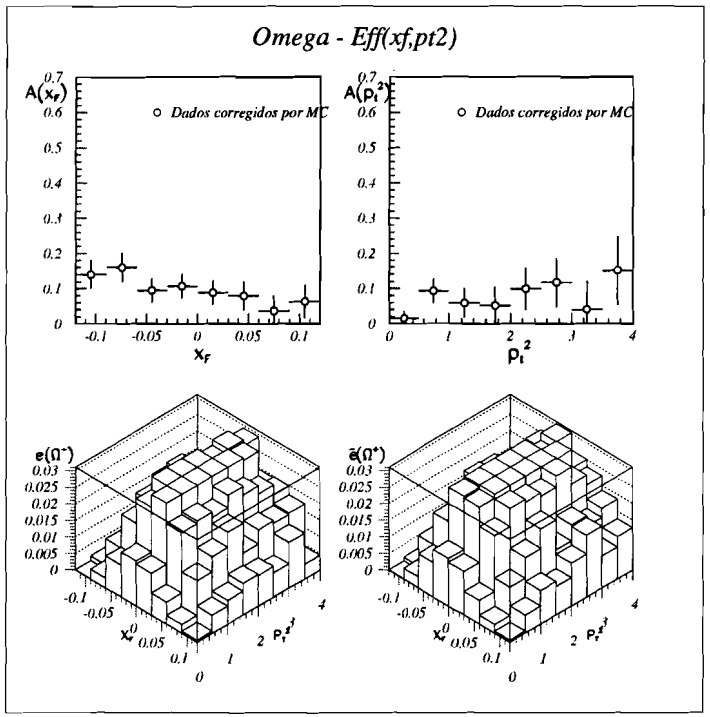


Figura 5.49: Dados do $\Omega^-(\overline{\Omega}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de (x_F, p_T^2).

5.3.3 Estudos de eficiência e correção dos dados

Como na subseção 5.1.5 dos estudos de eficiência e correção dos dados para o lambda aqui também corrigimos os dados pelos três métodos como pode-se ver nas figs. 5.49, 5.50, 5.51 para estimar o êrro sistemático. Por último comparamos os três métodos com os dados (ver fig. 5.52) e coincidem bem.

5.3.4 Cálculo do Êrro Sistemático e Resultados finais

Análogamente ao caso do Λ e Ξ as únicas fontes significativas de êrro sistemático vêm

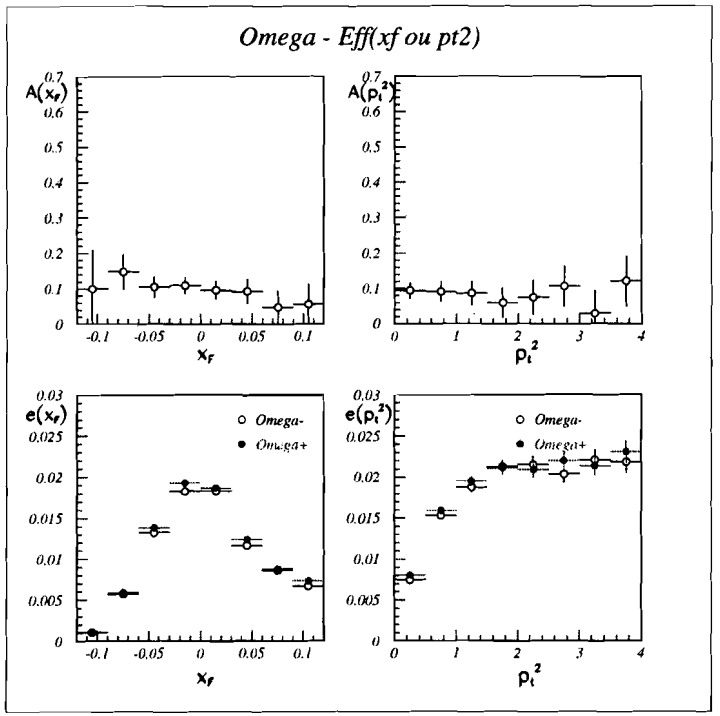


Figura 5.50: Dados do $\Omega^-(\overline{\Omega}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2.

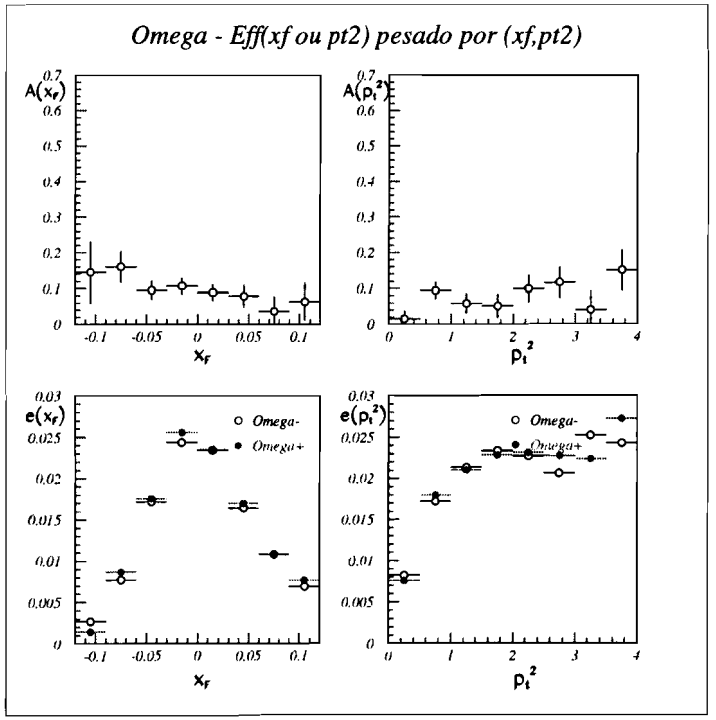


Figura 5.51: Dados do $\Omega^-(\overline{\Omega}^+)$ corrigidos por eficiência em função de x_F e de p_T^2 para eficiências de x_F e p_T^2 e pesadas por (x_F, p_T^2).

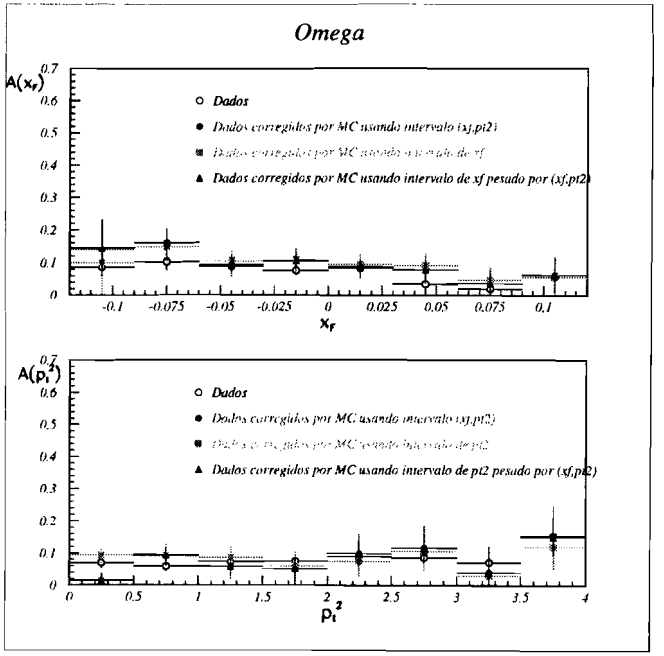


Figura 5.52: Comparação entre os dados do $\Omega^-(\overline{\Omega}^+)$ sem corrigir e os dados corrigidos por eficiência por diferentes métodos.

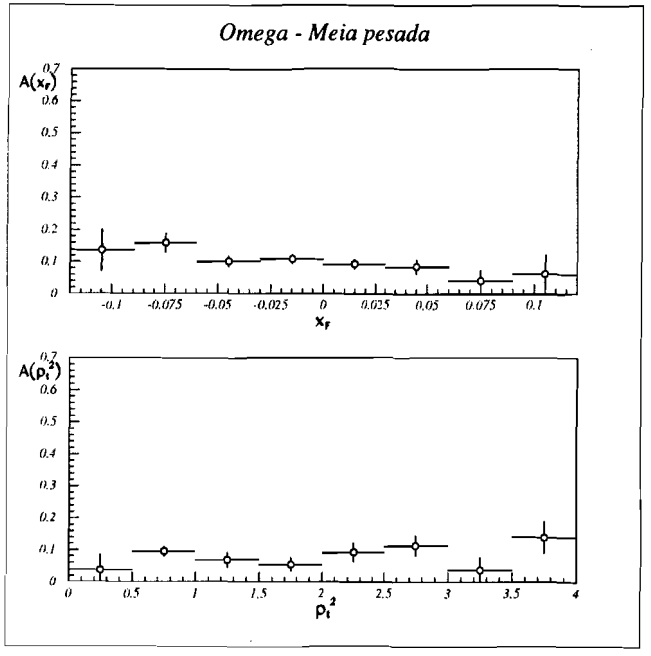


Figura 5.53: Assimetria total na produção do Ω em função de x_F e de p_T^2, usando uma média ponderada das assimetrias corrigidas por eficiência. - 100% da amostra da E791.

da eficiência do espectrômetro e da contaminação de K^- no feixe. Estimamos os possíveis efeitos na assimetria, da contaminação de K^- no feixe, para os *bins* de $x_F > 0$, como sendo no máximo de 0.002.

Os efeitos na assimetria da eficiência do espectrômetro, no nosso resultado final de assimetria serão calculados usando a média ponderada das assimetrias corrigidas por eficiência (ver subseção 5.1.6). O resultado final está na fig. 5.53 e a tabela 5.3

Com base nisto a assimetria de $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ é 0.0570 ± 0.0120(estatístico) $\pm$ 0.0300(sistemático) no rango total $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ e $0.0 \leq p_T^2 \leq 4.0$.

x_F Região	Asym. A	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
-0.12 - -0.09	0.137	0.060	0.086
-0.09 - -0.06	0.157	0.027	0.042
-0.06 - -0.03	0.099	0.017	0.026
-0.03 - 0.00	0.107	0.014	0.022
0.00 - 0.03	0.091	0.016	0.022
0.03 - 0.06	0.083	0.021	0.031
0.06 - 0.09	0.040	0.034	0.041
0.09 - 0.12	0.061	0.061	0.053
p_t^2 Região	Asym. A	Êrro Estatístico	Êrro Sistemático
0.0 - 0.5	0.038	0.016	0.045
0.5 - 1.0	0.093	0.015	0.025
1.0 - 1.5	0.067	0.017	0.028
1.5 - 2.0	0.054	0.021	0.033
2.0 - 2.5	0.092	0.026	0.038
2.5 - 3.0	0.113	0.031	0.045
3.0 - 3.5	0.037	0.039	0.051
3.5 - 4.0	0.140	0.048	0.058

Tabela 5.3: Assimetria total na produção de Ω em função de x_F e p_T^2 usando uma média ponderada das assimetrias.

Capítulo 6

Resultados e Conclusões

Nessa tese apresentamos o estudo das assimetrias na produção de partícula e antipartícula para os híperons Λ, Ξ e Ω, como função de x_F e de p_T^2. Aqui mencionaremos alguns pontos importantes do nosso estudo e as conclusões obtidas.

- O experimento E791 é o primeiro a usar um feixe de píons de 500 GeV/c e o de maior estatística atual na hadroprodução de partículas.
- O experimento E791 é o primeiro a estudar sistematicamente as assimetrias na produção dos híperons Λ, Ξ e Ω.
- O intervalo coberto em x_F foi de $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$, o que permitiu estudar as assimetrias dos híperons nas regiões de fragmentação no entorno de $x_F = 0$, pela primeira vez em experimentos de alvo fixo. Algumas evidências de correlação entre x_F e p_T^2 foram observadas (ver figs. 5.15, 5.32 e 5.44).
- Nossos resultados foram consistentes com os resultados experimentais obtidos pela colaboração ACCMOR [4, ?] (ver tabela 6.1) mas com menores incertezas experimentais.
- O comportamento das assimetrias dos três híperons, observadas na fig. 6.1, é compatível com efeitos tipo *leading-particle*. Na região de $x_F < 0$, a maior assimetria observada foi tanto maior quanto maior era a diferença entre o híperon e o antihíperon no número de quarks de valência compartilhados com o alvo.

Tabela 6.1: Assimetrias totais do Λ, Ξ e Ω mostrando as incertezas estatísticas. Adicionamos uma incerteza sistemática de 0.008 para o Λ, 0.009 para Ξ e 0.030 para o Ω. Para $x_F > 0$, devido à contaminação de 2.5% de $K^{\bar{}-}$ no feixe do E791, os valores das assimetrias podem ter sido aumentados, no máximo em ~ 0.002. (*) Resultados de ACCMOR integrados sobre um intervalo de $0 \leq x_F \leq 0.35$.

	$-0.12 \leq x_F \leq 0.12$	$-0.12 \leq x_F \leq 0$	$0 \leq x_F \leq 0.12$	$(*)0 \leq x_F \leq 0.35$
$A(\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ)$	0.213 ± 0.001	0.246 ± 0.001	0.138 ± 0.002	$(*)0.119 \pm 0.009$
$A(\Xi^-/\overline{\Xi}^+)$	0.174 ± 0.002	0.186 ± 0.002	0.131 ± 0.004	$(*)0.130 \pm 0.050$
$A(\Omega^-/\overline{\Omega}^+)$	0.080 ± 0.012	0.086 ± 0.015	0.074 ± 0.017	$(*)0.107 \pm 0.070$

O *leading-particle-effect* se traduz num crescimento na assimetria a medida que o $|x_F|$ aumenta. Isto se observa claramente para o Λ na região de $x_F < 0$ (onde o $\Lambda^\circ(uds)$ compartilha 2 quarks com o alvo, enquanto que o $\overline{\Lambda}^\circ(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$ nenhum) mas não na região de $x_F > 0$ (onde o $\Lambda^\circ(uds)$ e o $\overline{\Lambda}^\circ(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$ compartilham um quark cada um com o feixe).

No caso do Ξ, pelo fato que o $\Xi^-(dss)$ compartilha um quark com o alvo e com o feixe, enquanto que o $\overline{\Xi}^+(\bar{d}\bar{s}\bar{s})$ nenhum, se esperaría um crescimento da assimetria, com o $|x_F|$, em ambas as regiões, positiva e negativa de x_F. Observamos isto para $x_F < 0$ mas não podemos confirmar nada para $x_F > 0$, embora se observe um cruzamento entre as curvas de assimetria do Λ e do Ξ em $x_F \sim 0.05$.

Para o Ω, onde nem o $\Omega^-(sss)$ nem o $\overline{\Omega}^+(\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ compartilham nenhum quark com o alvo ou o feixe, não se observa crescimento da assimetria en nenhuma direção .

- O E791 também tem estudado as assimetrias na produção de mésons $D^\pm$ [?] e $D_s^\pm$ [?] observando-se efeitos tipo *leading-particle*, na região $x_F > 0$, para o D e não para o D_s. Isto é consistente com o fato que o $D^-(\bar{c}d)$ compartilha um quark com o feixe enquanto que o $D^+(c\bar{d})$, o $D_s^+(c\bar{s})$ e o $\overline{D_s}^-(\bar{c}s)$ nenhum.
- Outro fator que pode contribuir para as assimetrias observadas é a produção associada de káons na **produção de híperons** (não antihíperons). Isto é, na produção de um **híperon** se tinha criado primeiro um par $s\bar{s}$ sendo que o quark s se hadronizou dando origem ao **híperon**, enquanto que o antiquark $\bar{s}$ pode ter dado origem a cualquer partícula contendo dito antiquark que, na maioría dos casos vai ser um káon

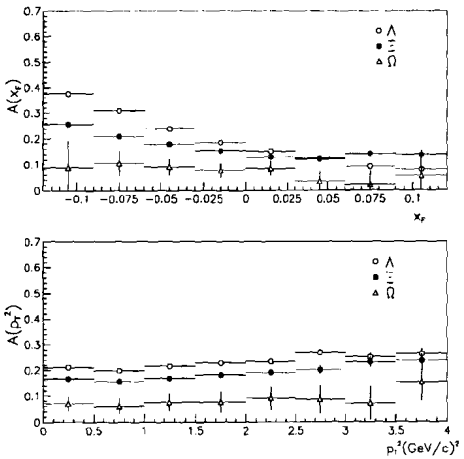


Figura 6.1: Comparação entre as assimetrias dos três híperons.

por ser a partícula estranha menos massiva e, portanto com maior probabilidade de ser produzida associada ao **híperon**.

Para $x_F < 0$ a produção do $K^+(u\bar{s})$ e do $K_s^0(d\bar{s})$ é favorecida porque estas partículas têm um quark em comum com o alvo, diferentemente do $K^-(\bar{u}s)$ e do $\bar{K}_s^0(\bar{d}s)$ que não têm nenhum. A produção do K^+ e do K_s^0, neste caso, também favorece a hadronização do antiquark $\bar{s}$ e do quark s (ambos provenientes do par $s\bar{s}$) e, portanto, a formação de partículas que contêm o quark s, entre elas os **híperons**. Já para $x_F > 0$, como o feixe é de $\pi^-(\bar{u}d)$ a produção associada não favorece um aumento da assimetria.

Isto poderia explicar, pelo menos em parte, a assimetria positiva observada, no caso do Ω, para $x_F < 0$.

- Um fator adicional para o aumento do valor da assimetria em todo o intervalo de x_F é a diferença entre os *thresholds* (limiares) de produção de partícula e antipartícula.

que se origina na conservação do número bariônico e da estranheza. Na **produção de um híperon**, o conjunto mínimo de partículas que precisamos produzir é um káon, enquanto que na **produção de um antihíperon** o mínimo que precisamos e de um híperon (correspondente a este antihíperon) e de um próton

Por exemplo, para produzir um $\overline{\Lambda}^\circ(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$ o mínimo que precisaríamos produzir sería um $\Lambda^\circ(uds)$ e um $p(uud)$, entanto que para produzir um $\Lambda^\circ(uds)$ bastaría um kaóm. Isto favorece um aumento no valor da assimetria.

Podemos ver que a assimetria do $\Omega^\pm$ (que não tem nenhum quark em comum com o alvo ou feixe) é pequena, porém positiva, sendo maior para $x_F < 0$ que para $x_F > 0$. Isto pode-se explicar com os argumentos apresentados para a produção associada de partículas no caso de produção de híperons/anti-híperons.

- No nosso cálculo do *DPM*, usando as distribuições da fig. 2.7 do capítulo 2.8 obtemos a assimetria correspondente para o lambda e comparamos com os valores obtidos pelo modelo *PYTHIA /JETSET* e com os resultados experimentais (ver fig. 6.2). Vemos que ambos os modelos descrevem qualitativamente o comportamento dos resultados experimentais, mas para um acordo quantitativo seria necessario entender melhor os efeitos de recombinação e hadronização .

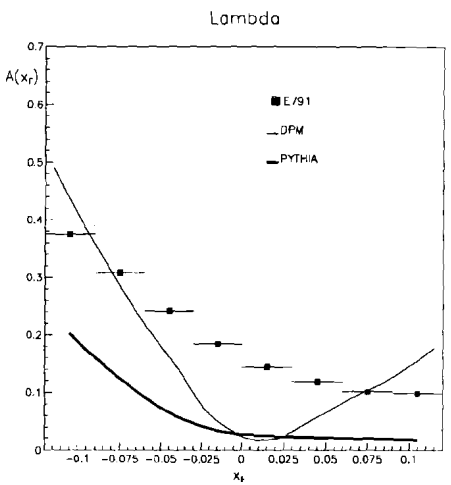


Figura 6.2: Comparação entre as assimetrias obtidas dos dados experimentais do E791 com as predições do *DPM* (linha fina) e do modelo *PYTHIA / JETSET* (linha grossa), para o Λ.

Apêndice A

Cálculos no DPM

Neste apêndice mostraremos as fórmulas e rotinas que usamos nos cálculos efetuados no capítulo 2.

A.1 Fórmulas

As fórmulas mostradas aqui correspondem à seção 2.8.

A.1.1 Energia da cadeia

Ver a fig. 2.5(c). S_{col} é a energia do sistema total no CM da colisão, e s_{ch} é a energia do sistema da cadeia no CM dela mesma.

$S_{col} = (P_1 + P_2)^2$ e $s_{ch} = (p_1 + p_2)^2$; onde $p_1 = x_1 P_1$; $p_2 = x_2 P_2$

ignorando a massa dos hádrons iniciais (H_1 e H_2) e de seus quarks constituentes (q_1,q_2): $m_{H_1} = m_{H_2} = m_{q_1} = m_{q_2} = 0$

$$\begin{aligned}
S_{col} &= (P_1 + P_2)^2 \\
&= P_1^2 + P_2^2 + 2P_1.P_2 \\
&= P_1^2 + P_2^2 + 2P_1^0 P_2^0 - 2\vec{P}_1.\vec{P}_2 \\
&= m_{H_1}^2 + m_{H_2}^2 + 2\sqrt{m_{H_1}^2 + \vec{P}_1^{\,2}}\sqrt{m_{H_2}^2 + \vec{P}_2^{\,2}} - 2\vec{P}_1.\vec{P}_2 \\
&\approx 2\,|\,\vec{P}_1\,||\,\vec{P}_2\,| - 2\vec{P}_1.\vec{P}_2
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
s_{ch} &= (p_1 + p_2)^2 \\
&= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1^0 p_2^0 - 2\vec{p_1}.\vec{p_2} \\
&= m_{q_1}^2 + m_{q_2}^2 + 2\sqrt{m_{q_1}^2 + \vec{p_1}^{\,2}}\sqrt{m_{q_2}^2 + \vec{p_2}^{\,2}} - 2\vec{p_1}.\vec{p_2} \\
&\approx 2\,|\,\vec{p_1}\,||\,\vec{p_2}\,| - 2\vec{p_1}.\vec{p_2} \\
&\approx x_1 x_2[|\,\vec{P}_1\,||\,\vec{P}_2\,| - 2\vec{P}_1.\vec{P}_2] \\
&\approx x_1 x_2 S_{col}
\end{aligned}$$

A.1.2 x_h em função da rapidez.

A rapidez y se define como:

$$y = \frac{1}{2} ln(\frac{E+p_L}{E-p_L})$$

resolvendo

$$\begin{aligned}
e^y &= \sqrt{\frac{E+p_L}{E-p_L}} \\
e^{-y} &= \sqrt{\frac{E-p_L}{E+p_L}} \\
sinhy &= \frac{1}{2}(\sqrt{\frac{E+p_L}{E-p_L}} - \sqrt{\frac{E-p_L}{E+p_L}}) \\
&= \frac{1}{2}(\frac{(E+p_L)-(E-p_L)}{\sqrt{E^2-p_L^2}}) \\
&= \frac{p_L}{\sqrt{E^2-p_L^2}}
\end{aligned}$$

definindo a massa transversa μ obtemos p_L e análogamente E:
$\mu = \sqrt{E^2-p_L^2} = \sqrt{m^2+p_T^2}$

$$\begin{aligned}
p_L &= \mu\ sinhy \\
E &= \mu\ coshy
\end{aligned}$$

De aqui obtemos o X de Feymann:

$$\begin{aligned}
x &= \frac{p_L}{p_{max}} \\
&= \frac{p_L}{(\frac{\sqrt{s}}{2})} \\
&= \frac{2\,\mu}{\sqrt{s}}\ sinhy \\
\bar{x} &= \frac{dx}{dy} \\
&= \frac{2\,\mu}{\sqrt{s}}\ coshy
\end{aligned}$$

A.1.3 Variação de rapidez

Queremos ver a variação de rapidez, Δ, ao passar do sistema CM da colisão ao sistema CM da cadeia. Primeiro vejamos uma translação de Lorentz para o momento e a energia.

$$\begin{aligned}
E_{ch} &= \gamma(E_{col} - \beta p_{Lcol}) \\
p_{Lch} &= \gamma(p_{Lcol} - \beta E_{col})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{ch} - p_{Lch} &= \gamma(E_{col}(1+\beta) - p_{Lcol}(1+\beta)) \\
&= \frac{1+\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\,(E_{col} - p_{Lcol}) \\
&= \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}\,(E_{col} - p_{Lcol}) \\
E_{ch} + p_{Lch} &= \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}\,(E_{col} + p_{Lcol}) \\
\frac{E_{ch}+p_{Lch}}{E_{ch}-p_{Lch}} &= (\frac{1-\beta}{1+\beta})\,(\frac{E_{col}+p_{Lcol}}{E_{col}-p_{Lcol}}) \\
y_{col} &= \frac{1}{2}\,ln(\frac{E_{col}+p_{Lcol}}{E_{col}-p_{Lcol}}) \\
y_{ch} &= \frac{1}{2}\,ln(\frac{E_{ch}+p_{Lch}}{E_{ch}-p_{Lch}}) \\
&= \frac{1}{2}\,ln(\frac{1-\beta}{1+\beta}) + \frac{1}{2}\,ln(\frac{E_{col}+p_{Lcol}}{E_{col}-p_{Lcol}}) \\
&= -\Delta + y_{col}
\end{aligned}$$

De aqui obtemos que

$$\begin{aligned}
\Delta &= y_{col} - y_{ch} \\
&= \frac{1}{2}\,ln(\frac{1+\beta}{1-\beta})
\end{aligned}$$

Agora precisamos calcular o valor de beta para um valor do momento ou de x.Analizamos o movimento da cadeia A(B) no sistema CM da colisão.

$$\begin{aligned}
p_{Lq_1A} &= (1-x_1)\,p_{Lh_1} \\
&= (1-x_1)\,P \\
p_{Lq_2A} &= x_2\,P
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
p_{LchA} &= p_{Lq_1A} + p_{Lq_2A} \\
&= (1-x_1)\,P - x_2\,P \\
&= (1 - x_1 - x_2)\,P
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
E_{chA} &= E_{q_1A} + E_{q_2A} \\
&= \sqrt{((1-x_1)\,P)^2 + (2m_q)^2} + \sqrt{(x_2\,P)^2 + m_q^2} \\
&= P\,(\sqrt{(1-x_1)^2 + \frac{4m_q^2}{P^2}} + \sqrt{x_2^2 + \frac{m_q^2}{P^2}}) \\
&= P\,((1-x_1) + x_2 + O(\frac{m_q^2}{P^2})) \\
&= P\,(1 - x_1 + x_2 + O(\frac{m_q^2}{S}))
\end{aligned}
$$

Logo obtemos o valor de β.

$$
\begin{aligned}
\beta_{chA} &= \frac{p_{LchA}}{E_{chA}} \\
&\approx \frac{1 - x_1 - x_2}{1 - x_1 + x_2}
\end{aligned}
$$

de onde.

$$
\frac{1+\beta_{chA}}{1-\beta_{chA}} \approx \frac{1-x_1}{x_2}
$$

Valor do Δ para ir do CM do sistema πp para o CM da cadeia A.

$$
\begin{aligned}
\Delta_{chA} &= y_{col} - y_{chA} \\
&= \frac{1}{2}\,ln(\frac{1+\beta_{chA}}{1-\beta_{chA}}) \\
&= \frac{1}{2}\,ln(\frac{1-x_1}{x_2})
\end{aligned}
$$

e teremos :

$$
\begin{aligned}
y_{chA} &= y_{col} - \Delta_{chA} \\
y_{chB} &= y_{col} + \Delta_{chA}
\end{aligned}
$$

Referências

[1] E.M. Aitala et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. B 411 (1997) 230; E.M. Aitala et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. B 371 (1996) 157; G.A. Alves et al. (E769 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 812; M. Adamovich et al. (WA92 Collaboration), Nucl. Phys. **B 495** (1997) 3.

[2] V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded and S.R. Slobospitskii, Sov. J. Nucl. Phys. **33** (1981) 434; R.C. Hwa, Phys. Rev. **D 51** (1995) 85; R. Vogt and S.J. Brodsky, Nucl. Phys. **B 478** (1996) 311; B.W. Harris, J. Smith and R. Vogt, Nucl. Phys. **B 461** (1996) 181; G. Herrera and J. Magnin, Eur. Phys. J. **C 2** (1998) 477.

[3] J.C. Anjos, J. Magnin, F.R.A. Simão and J. Solano, Proceedings of II Silafae, pg. 540, AIP Conf. Proc. No. 444 (1998); W. G. D. Dharmaratna and Gary R. Goldstein, Phys. Rev. **D 41** (1990) 1731.

[4] S. Barlag *et al.*. (ACCMOR Collaboration), Phys. Lett. B 325 (1994) 531.

[5] S. Barlag *et al.*. (ACCMOR Collaboration), Phys. Lett. B 233 (1989) 522.

[6] S. Mikocki et al. (E580 Collaboration), Phys. Rev. **D 34** (1986) 42; R.T. Edwards et al. (E415 Collaboration), Phys. Rev. **D 18** (1978) 76; N.N. Biswas et al. (E002, E281, and E597 Collaborations), Nucl. Phys. **B 167** (1980) 41; D. Bogert et al. (E234 Collaboration), Phys. Rev. **D 16** (1977) 2098.

[7] Gagnon, P., *Measurement of The Form Factors in The Semileptonic Decay $D^+ \to \bar{K}^{*0}e^+\nu_e$*, PhD. Thesis - University of California, Santa Cruz (1993).

[8] Glashow, S. L., Nucl. Phys. **22** (1961) 579.

[9] Salam, A. and Ward, J. C., Phys. Lett. **13** (1964) 168.

[10] Weinberg, S., Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.

[11] Particle Data Group, Barnett, R. M. *et al.*, Phys. Rev. **D54**, 1 (1996).

[12] Halzen, F. and Martin, A., *An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons (1984).

[13] Leader, E. and Predazzi, E., *An Introduction to Gauge Theories and The New Physics*, Cambridge University Press (1982).

[14] Lungov, T. S., *Probabilidade de Detecção de um Gap de Rapidez na Produção do Boson de Higgs*, Tese de Doutorado - IFT de São Paulo (1995).

[15] Pumplin, J., Phys. Rev. **D8** (1973) 2899.

[16] Cohen-Tannoudji, G., *Phénoménologie des Réactions a Deux Corps et Quasi-Deux Corps*, Journal de Physique **Colloque C5a, supplément au** n^o **10, Tome 32** (1971) 57.

[17] Levin,E., *Everything about Reggeons*, **TAUP 2465-97 DESY 97-213**, hep-ph 9710546 (1997).

[18] 't Hooft, G., Nucl. Phys. **B71**(1974) 461.

[19] Veneziano, G., Nucl. Phys. **B74**(1974) 365; Nucl. Phys. **B117** (1976) 225.

[20] Kaidalov, A., Phys. Lett. **B116** (1982) 459; Kaidalov, A. and Ter Martirosyan, K. A., Phys. Lett. **B117** (1982) 247.

[21] Shabel'skiĭ, Yu. M., *Inclusive Spectra of Secundary Particles in πp and pp Collisions in the Model of Quark-Gluon Strings*, Sov. J. Nucl. Phys. **44**(1), (1986) 117.

[22] Capella, A., Sukhatme, U. and Tran Thanh Van, J., *Dual Parton Model*, Phys. Rep. (Rew. sect. of Phys. Lett.)236, **Nos.** 4,5 (1994) 225-329.

[23] Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C-I and Tran Thanh Van, J., *Delayed Treshold and Heavy-Flavor Production in the Dual Parton Model*, Phys. Rew. D **Vol.36,No.1** (1987) 109.

[24] Capella, A., Sukhatme, U., Tan, C-I and Tran Thanh Van, J., *Two Particle Distributions in the Dual Parton Model*, Phys. Lett. **Vol.119b,No.1,2,3** (1982) 220.

[25] Raab, J.R. *et al.*, Phys. Rev. **D37** (1988) 2391.

[26] Lima, J.G.R., *Analise Experimental do Decaimento Fraco $D^+ \to \phi K^+$, Duplamente Suprimido por Cabibbo*, Tese de Mestrado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1991).

[27] Alves, G.A. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3147

[28] Miranda, J. M., *Características da Produção Hadrônica de Mésons $D^{*\pm}$*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[29] Reis, A. C., *Medida da Seção de Choque da Produção de Bárion Charmoso Λ_c em Interações Píon-Nucleon a 250 GeV/c*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[30] Amato, S. F., *Produção do Méson $D^{*\pm}$ em Seu Modo de Decaimento $D^0\pi\pm, D^0 \to K^{\pm}\pi^{\pm}\pi^0$, via Feixe de Hádrons*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[31] E791 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 73, 364 (1996).

[32] Ferbel, T., *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley (1987) 371.

[33] Bartlett, D. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A260** (1987) 55.

[34] Fernow, R., *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986).

[35] Alves, G.A., *Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos*, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (1992).

[36] Bharadwaj, V. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **228** (1985) 283.

[37] Appel, J. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A243** (1986) 361.

[38] Witchey, J. N., Reay, B., Nguyen, A.,*Muon Wall Efficiencies*, Memorando interno da E791 (1993).

[39] Amato, S. *et al.*, Nucl. Inst. Meth **A324** (1992) 535.

[40] Miranda, M. S., *Um Conjunto de Ferramentas para Implementação de Processos Cooperativos*, Tese de Mestrado - COPPE/UFRJ (1989).

[41] Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual, publicação interna do CERN (1993).

[42] Andersson, B. *et al.*, Phys. Rep. 97 (1983) 31.

[43] Anjos, J. C. *et al.* (colaboração E691), Phys. Lett. **69** (1992) 2892.

[44] Adomovich, M. *et al.* (colaboração WA82), Phys. Lett. B **305** (1993) 177.

[45] Frabetti, P.L. *et al.* (colaboração E687), Phys. Lett. B **363** (1995) 259.

[46] Aitala, E. M. *et al.* (colaboração E791), *The doubly Cabibbo-suppressed decay $D^+ \to K^+\pi^-\pi^+$* , Trabalho aceito para publicação na Phys. Lett. B (1997).

[47] Frabetti, P.L. *et al.* (colaboração E687), Phys. Lett. B **359** (1995) 403.

[48] Gourdin, M., Keum, Y. Y. and Pham , X. Y., Phys. Review **D53** (1996) 3687.

[49] Kühn, J. H. and Mirkes, E., Phys. Lett. **B286** 1992; Z. PHYS. **C56** (1992) 661

[50] Bevington, P. and Robinson, K., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, Inc. (1992).

[51] Cremaldi, L.,*A first study of the poor id in the Čerenkov midplane region*, Memorando interno da E791 (1996).

[52] Bracker, S. *et al.*, Nucl. Sci. **NS-43** (1996) 2457.

[53] Purohit, M., *E791 Čerenkov Identification and Mis-identification Probabilities*, Memorando interno da E791 (1995).

[54] Carvalho, H. S., *E791 Čerenkov Kaon ID Efficiency Study*, Memorando interno da E791 (1995).

[55] G.A. Alves, *et al.*, *Forward Cross Section for production of* D^+, D^o, D_s, D^{*+}, *and* Λ_c *in 250 GeV* $\pi^\pm, K^\pm$, *andp Interactions with Nuclei*, Phys. Rev. Lett. 77, 2388 (1996).

[56] Sjöstrand, T., PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 - Physics and Manual, publicação interna do CERN (1992).

[57] CLEO II Collaboration, Phys. Rev. Lett. 72, 2328 (1994).

[58] Solano, J., *A Study of Hyperon Production Asymmetries in E791*, Memorando interno da E791 (1998). Solano, J., *Asymmetries in the productions of* $\Lambda^\circ/\overline{\Lambda}^\circ$, $\Xi^-/\overline{\Xi}^+$ *and* $\Omega^-/\overline{\Omega}^+$ *for 500 GeV/c* π^- *Nucleon Interactions*, Draft interno da E791 (1998).