

Tese de  
MESTRADO

Dependência da Seção de Choque de  
Produção dos Bárions Estranhos  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$   
com o Número de Massa

Miriam Mendes Gandelman

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas  
Rio de Janeiro, Julho de 1992

Ao Leandro

## Agradecimentos

Ao Ignacio pela orientação, pelo equilíbrio e pela alegria nas discussões de física.

Ao Alberto,

*'The sky is blue,' he said, 'the grass is green.' Looking up, he saw that, on the contrary, the sky is like the veils which a thousand Madonnas have let fall from their hair; and the grass fleets and darkens like a flight of girls fleeing the embrace of hairy satyrs from enchanted woods. 'Upon my word,' he said (...), 'I don't see that one's more true than another. Both are utterly false.' And he despaired of being able to solve the problem of what poetry is and what truth is and fell into deep dejection.\**

pela proposta de trabalho e orientação e pelo apoio desde sempre.

Ao Gilvan pela ajuda com os computadores e programas e por todas as discussões sobre o possível e o imaginável (e até o imaginário) no que concerne a E769 (ou não) que foram muito importantes para este trabalho.

Ao Santoro pela oportunidade de trabalhar no Lafex e por ter sempre tentado me ensinar que não se deve ter dois orientadores ao mesmo tempo.

Ao Arthur, João, Jussara e Sandra pelas discussões de física e por tornarem o Lafex mais lindo e divertido.

Ao Moacyr pela instalação dos vários *softwares* fundamentais para o trabalho no Lafex e pela ajuda nas nossas constantes migrações para sistemas e máquinas diferentes.

Ao Nicola, Wagner, Alexandre e Régio pelo companherismo desde os idos tempos dos cursos e pelo posto de PA.

Aos engenheiros do Lafex pelo suporte técnico e em especial ao Mariano e à Carla pela ajuda com o ACPII.

A todos do Lafex pelo agradável ambiente de trabalho.

Este trabalho foi financiado pelo CNPq.

\* V. Woolf, Orlando

## Resumo

Neste trabalho estuda-se a dependência no número de massa ( $A$ ) das seções de choque de produção dos bárions  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  utilizando os dados da *E769* para feixe de  $\pi^-$  a  $250 \text{ GeV}/c$  incidindo em alvos de Be, Cu, Al e W. O valor médio de  $\alpha$  na região  $-0.2 < x_f < 0.3$  e  $p_t < 2 \text{ GeV}/c$  é de  $1.03 \pm 0.02$  para o  $\Lambda$  e de  $1.01 \pm 0.02$  para o  $\bar{\Lambda}$ . Não se observa nenhuma diferença entre os valores de  $\alpha$  para as duas partículas: em geral  $\alpha$  é uma função decrescente com  $x_f$  e não apresenta variação significativa com  $p_t$ .

## Abstract

In this work the  $A$  dependence of the  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$  production cross sections is studied using the *E769* data for the  $250 \text{ GeV}/c$   $\pi^-$  beam interacting on Be, Cu, Al and W targets. The measured mean value of  $\alpha$  in the region  $-0.2 < x_f < 0.3$  and  $p_t < 2 \text{ GeV}/c$  is  $1.03 \pm 0.02$  for the  $\Lambda$  barion and  $1.01 \pm 0.02$  for the  $\bar{\Lambda}$ . No difference is measured between the values of  $\alpha$  for  $\Lambda$  and  $\bar{\Lambda}$ :  $\alpha$  is a global decreasing function of  $x_f$  and has no significant variation with  $p_t$ .

# Índice

1	Introdução	1
2	O Estudo da Dependência em $A$	3
3	O Experimento E769	16
3.1	O Feixe . . . . .	17
3.1.1	O DISC . . . . .	18
3.1.2	O TRD . . . . .	21
3.2	O Espectrômetro . . . . .	23
3.2.1	O Alvo . . . . .	24
3.2.2	O Detetor de Vértices . . . . .	25
3.2.3	As DCs . . . . .	29
3.2.4	Os Magnetos . . . . .	31
3.2.5	Os Detetores Čerenkov . . . . .	32
3.2.6	Os Calorímetros . . . . .	36
3.3	Os Sistemas de <i>Trigger</i> e de Aquisição de Dados . . . . .	39
3.3.1	O Sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	40
3.3.2	O Sistema de Aquisição de Dados . . . . .	41

<b>4</b>	<b>A Análise de Dados</b>	<b>43</b>
4.1	A Reconstrução dos Dados . . . . .	43
4.2	A Seleção da Amostra de $\Lambda/\bar{\Lambda}$ . . . . .	45
4.2.1	A Pré-Seleção da Amostra de $\Lambda/\bar{\Lambda}$ . . . . .	46
4.3	A Amostra Final de $\Lambda/\bar{\Lambda}$ . . . . .	52
4.4	A Simulação da Experiência . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Dependência em <math>A</math></b>	<b>61</b>
5.1	A Seção de Choque de Produção . . . . .	61
5.2	A Correção da Eficiência do <i>Trigger</i> . . . . .	67
5.3	Valores de $\alpha$ . . . . .	68
5.4	A Dependência de $\alpha$ com $x_f$ e $p_t$ . . . . .	69
5.5	Erros Sistemáticos . . . . .	72
5.6	Comparação com outros Experimentos . . . . .	73
5.7	A Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ . . . . .	75
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>77</b>

# Lista de Figuras

2.1	$\alpha$ como Função de $x_f$ para Vários Tipos de Hádrons em Interações pA . . .	6
2.2	Seção de Choque Diferencial para Vários Hádrons em Interações pA . . . . .	7
2.3	Distribuições de $x_f$ Geradas pelo Programa de Simulação da <i>E769</i> para o $\Lambda$ (acima) e para o $\bar{\Lambda}$ . . . . .	9
2.4	$\alpha$ como Função de $x_f$ para p, $\bar{p}$ , $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ em Interações $\pi A$ a 30 <i>GeV/c</i> . . . . .	11
2.5	$\alpha$ como Função de $p_t$ para o $\Lambda$ para Interações pA a 300 e 400 <i>GeV/c</i> . . . . .	14
2.6	Razões de Produção Medidas em Interações pA a 300 <i>GeV/c</i> . . . . .	15
3.1	Esquema do Tevatron e as Várias Áreas Experimentais . . . . .	17
3.2	Linha do Feixe e Alvo Primário . . . . .	18
3.3	Posição do DISC e do TRD na Linha do Feixe . . . . .	18
3.4	Esquema do DISC . . . . .	19
3.5	Curva de Pressão do DISC . . . . .	21
3.6	Módulo do TRD . . . . .	22
3.7	Planos Ativados do TRD versus Número de Fototubos Ativados em Coincidência no DISC . . . . .	23
3.8	Vista em Escala do Espectrômetro da <i>E769</i> . . . . .	24
3.9	Alvo da Experiência . . . . .	25

3.10	Posição dos Planos de SMD . . . . .	27
3.11	Esquema do SMD . . . . .	28
3.12	Posição Z do Vértice Primário . . . . .	29
3.13	Planos X, U e V nas DCs . . . . .	30
3.14	Planos das DCs . . . . .	31
3.15	Caminho Percorrido pela Luz nos Detetores Čerenkov . . . . .	33
3.16	$p_{lim}$ para o $\pi$ , o k e o p . . . . .	35
3.17	Distribuição de Probabilidade de Candidatos a Próton . . . . .	36
3.18	Radiadores e Cintiladores do SLIC . . . . .	38
3.19	Esquema do Hadômetro . . . . .	39
3.20	Esquema do DA . . . . .	42
4.1	Sinais do $\Lambda$ Reconstruído a partir de Informações das DCs e do SMD (direita). . . . .	47
4.2	Comparação entre as Distribuições de $x_f$ dos Dados e do MC (tracejado) para a Amostra da DC (acima) e do SMD. . . . .	48
4.3	Distribuições de $\chi^2$ e $\sigma_z$ obtidas da Simulação . . . . .	50
4.4	Ilustração do corte em SDZ . . . . .	51
4.5	Distribuição de SDZ obtida da Simulação . . . . .	52
4.6	Ilustração do corte em DIP . . . . .	53
4.7	Ilustração do corte em RAT . . . . .	54
4.8	Distribuição de $\sigma_T$ . . . . .	54
4.9	Distribuições de RAT e DIP obtidas da Simulação . . . . .	55
4.10	Sinais do $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ . . . . .	56

4.11	Sinais do $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ obtidos a partir da Simulação . . . . .	58
4.12	Distribuição do Número de $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ por Folha do Alvo . . . . .	59
5.1	Distribuições de $x_f$ e $p_t$ do $\Lambda$ e do $\bar{\Lambda}$ (tracejado) . . . . .	62
5.2	Sinais do $\Lambda$ nos 4 Alvos da Experiência . . . . .	64
5.3	Sinais do $\Lambda$ nos 4 Alvos da Experiência Obtidos da Simulação . . . . .	65
5.4	Acceptância por Folha do Alvo e por Região de $x_f$ e $p_t$ para o $\Lambda$ (tracejado) e $\bar{\Lambda}$ . . . . .	66
5.5	Distribuições de $x_f$ geradas pela simulação para o $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ (tracejado) . . . . .	66
5.6	Seção de Choque versus $A$ para o $\Lambda$ . . . . .	68
5.7	$\alpha$ como função de $x_f$ para o $\Lambda$ e o $\bar{\Lambda}$ . . . . .	70
5.8	$\alpha$ como função de $p_t$ para o $\Lambda$ e o $\bar{\Lambda}$ . . . . .	71
5.9	$\alpha$ como função de $x_f$ para o $\Lambda$ e o $\bar{\Lambda}$ . . . . .	74
5.10	Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ em Função de $x_f$ . . . . .	76

# Lista de Tabelas

2.1	Número de Eventos Observados pelo Experimento E565/570 . . . . .	12
2.2	Valores de $\alpha$ Medidos pelo Experimento E565/570 . . . . .	12
2.3	Número de Eventos Observados em Interações pA a 400 <i>GeV/c</i> . . . . .	13
2.4	Número de Eventos Observados em Interações pA a 300 <i>GeV/c</i> . . . . .	13
3.1	Especificações do Alvo . . . . .	26
3.2	Configuração do SMD . . . . .	28
3.3	Características das DCs . . . . .	29
3.4	Características dos Magnetos . . . . .	32
3.5	Características dos Detetores Čerenkov . . . . .	34
4.1	Modos de Decaimento do $\Lambda$ . . . . .	46
4.2	Valor dos Cortes Utilizados na Pré-Seleção de $\Lambda$ . . . . .	55
4.3	Resultados do Ajuste para o $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ . . . . .	56
4.4	Resultados do Ajuste para o $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$ dos Eventos de Simulação . . . . .	58
5.1	Espessura e Densidade dos Alvos . . . . .	63
5.2	Valores de $\alpha$ . . . . .	69
5.3	Erros Sistemáticos . . . . .	72

# Capítulo 1

## Introdução

O estudo das colisões hádron-núcleo é ainda um campo em aberto tanto do ponto de vista teórico como experimental. Os modelos desenvolvidos para descrever interações hádron-hádron quando estendidos para colisões hádron-núcleo não dão resultados satisfatórios. A dependência no número de massa ( $A$ ) da seção de choque de produção é um exemplo das dificuldades encontradas por estes modelos.

O estudo da produção de partículas *estranhas* apresenta problemas pelo fato de não podermos empregar métodos perturbativos, diferentemente da produção de *sabores pesados*. Por outro lado a quantidade de experimentos e a grande estatística existentes de partículas *estranhas* estão criando condições de se compreender um dos aspectos mais difíceis das interações fortes, que são os assim chamados processos *moles* não perturbativos.

Nos anos 80 vários experimentos foram realizados com o objetivo de estudar a dependência no número de massa ( $A$ ) da seção de choque de produção de partículas *estranhas*, assim como de outros hádrons. A referência [1] apresenta medidas precisas para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$  produzidos na região de fragmentação do projétil. Faltam, entretanto, medidas para outras regiões do espaço de fase.

No experimento *E769* foi coletada uma grande quantidade de  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  numa região do espaço de fase pouco explorada anteriormente: a região central. Este experimento foi desenhado para obter uma grande amostra de partículas charmosas produzidas com feixe de hadrons (a maior até o momento). Com o objetivo de permitir um amplo estudo das características da produção de charme, optou-se por utilizar um *trigger aberto* o que possibilitou também o estudo de partículas estranhas.

Neste trabalho são feitas medidas da dependência no número de massa da seção de choque de produção para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$  na região  $-0.2 < x_f < 0.3$  e  $p_t < 2\text{GeV}/c$  com os dados da *E769*.

No capítulo 2 são discutidas as características da dependência em  $A$  seguida de uma revisão das medidas anteriores. No capítulo 3 descreve-se o aparato utilizado pelo experimento *E769*. No capítulo 4 descreve-se o método de análise de dados utilizado para obtenção dos sinais do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$ . No capítulo 5 são apresentados os resultados deste trabalho para a dependência em  $A$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$  e é feita uma comparação destes resultados com os de outros experimentos. Por fim, no capítulo 6 são apresentadas as conclusões deste trabalho.

## Capítulo 2

# O Estudo da Dependência em $A$

Neste capítulo é feita uma descrição qualitativa do significado da dependência no número de massa ( $A$ ) da seção de choque e uma revisão dos resultados experimentais existentes.

O estudo da dependência em  $A$  é importante para o entendimento dos efeitos nucleares nas interações hádron-núcleo. O estudo da produção de partículas neste tipo de colisão pode revelar aspectos que não seriam observados em colisões hádron-hádron. Em reações hádron-núcleo, por exemplo, o hádron incidente pode colidir mais de uma vez no interior do núcleo [4, 5].

Para avaliar a dependência no número de massa da seção de choque de produção é usual empregar a fórmula empírica:

$$\sigma_A = A^\alpha \sigma_{A=1} \quad (2.1)$$

Pode-se entender qualitativamente o significado do parâmetro  $\alpha$  analisando regiões de variação deste parâmetro:

- $\alpha = 1$ . Neste caso a seção de choque seria proporcional ao número de nucleons do núcleo. Os nucleons seriam vistos, portanto, como sendo independentes uns

dos outros, no sentido de que não se observaria efeitos nucleares na produção das partículas. Assim, não haveria diferença entre um alvo nuclear e um alvo de prótons.

- $\alpha < 1$ . Neste caso o núcleo se comportaria como tendo um  $A$  efetivo menor do que o  $A$  real, indicando que nem todos os nucleons participariam da reação: estes encobririam-se uns aos outros. Se  $\alpha = 2/3$ , por exemplo, a seção de choque é proporcional à área transversal do núcleo.
- $\alpha > 1$ . Neste caso o núcleo pareceria ter mais nucleons do que  $A$ . Neste sentido um nucleon do alvo poderia interagir mais de uma vez em uma colisão, indicando a existência de processos como o de reespalhamento.

A seção de choque invariante pode ser escrita em termos das variáveis cinemáticas

$$x_f = \frac{2p_t^*}{\sqrt{s}} \text{ e } p_t:$$

$$\left( \frac{d^3\sigma}{dp_t^2 dx_f} \right)_A = A^{\alpha(x_f, p_t)} \left( \frac{d^3\sigma}{dp_t^2 dx_f} \right)_{A=1} \quad (2.2)$$

onde  $p_t^*$  e  $p_t$  são respectivamente os momentos longitudinal da partícula de interesse no centro de massa da reação e transverso em relação à linha do feixe. A dependência de  $\alpha$  com  $x_f$  e  $p_t$  é devida às observações experimentais.

É comum dividir o intervalo de variação de  $x_f$  (-1 a 1) em três regiões :

- região *forward*, ou de fragmentação do projétil ( $x_f \gtrsim 0.3$ );
- região central ( $x_f \approx 0$ );
- região *backward*, ou de fragmentação do alvo ( $x_f \lesssim -0.3$ ).

Os valores de  $\alpha$  se apresentam diferentes para cada uma destas regiões. O estudo da variação de  $\alpha$  com  $x_f$  mostra as várias formas de interação dos hádrons do feixe com o alvo nuclear.

Existem diversas medidas para  $\alpha(x_f)$  obtidas em interações próton-núcleo. Analisando estas medidas em conjunto nota-se que uma função global  $\alpha(x_f)$  descreve bem o quadro da dependência em  $A$  para várias partículas produzidas. A referência [2] faz uma compilação destes resultados. A figura 2.1 mostra as medidas de  $\alpha$  como função de  $x_f$  para as diferentes partículas e também a curva de ajuste destes dados, cuja forma empírica se escreve:

$$\alpha(x_f) = 0.8 - 0.75x_f + \frac{x_f}{|x_f|} 0.45x_f^2 \quad (2.3)$$

Nota-se que  $\alpha$  decresce com  $x_f$  indicando que o número de nucleons participantes da reação é menor quando se passa da região de fragmentação do alvo para a região de fragmentação do projétil.

É interessante notar que, como ressaltado em [6], a simplicidade da dependência no número de massa ( $A$ ) da seção de choque de produção de várias partículas não pode ser explicada no contexto dos modelos existentes, como o modelo aditivo de quarks e o modelo dual de pártons [9, 1]. Analisando os resultados para a seção de choque diferencial das várias partículas, chega-se a alguns vínculos para os possíveis modelos. Na figura 2.2 se observa que as seções de choque apresentam diferenças significativas para diferentes partículas, ou seja, elas são produzidas de forma diferente e no entanto a dependência em  $A$  destas, como mostrada na figura 2.1, não apresenta grandes diferenças.

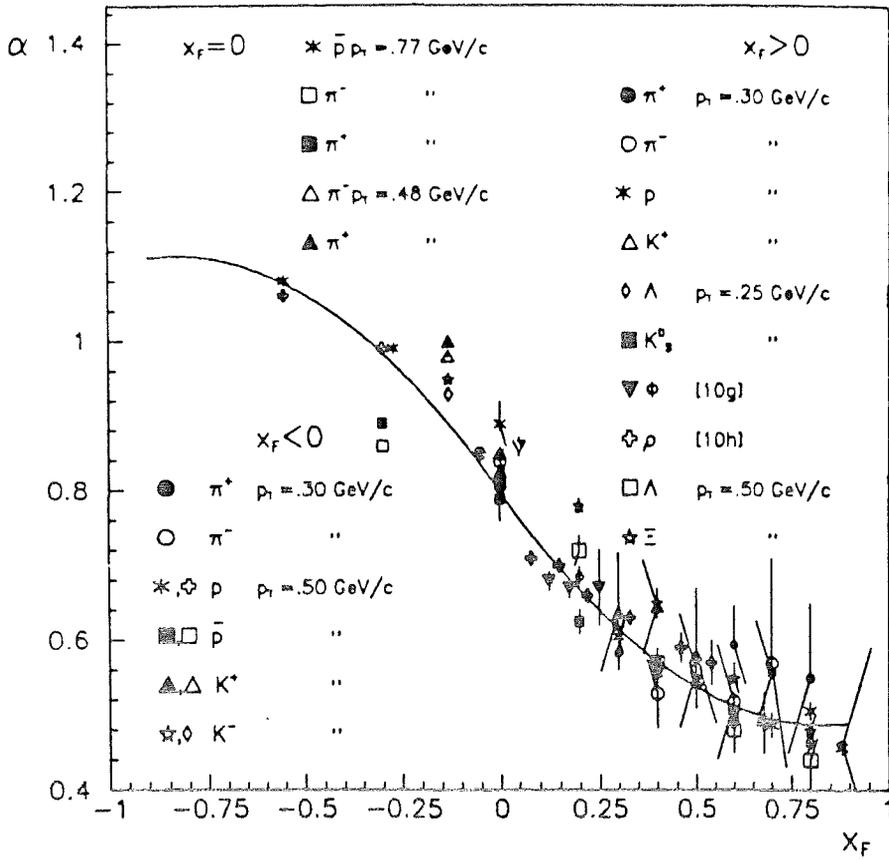


Figura 2.1:  $\alpha$  como Função de  $x_f$  para Vários Tipos de Hádrons em Interações  $pA$

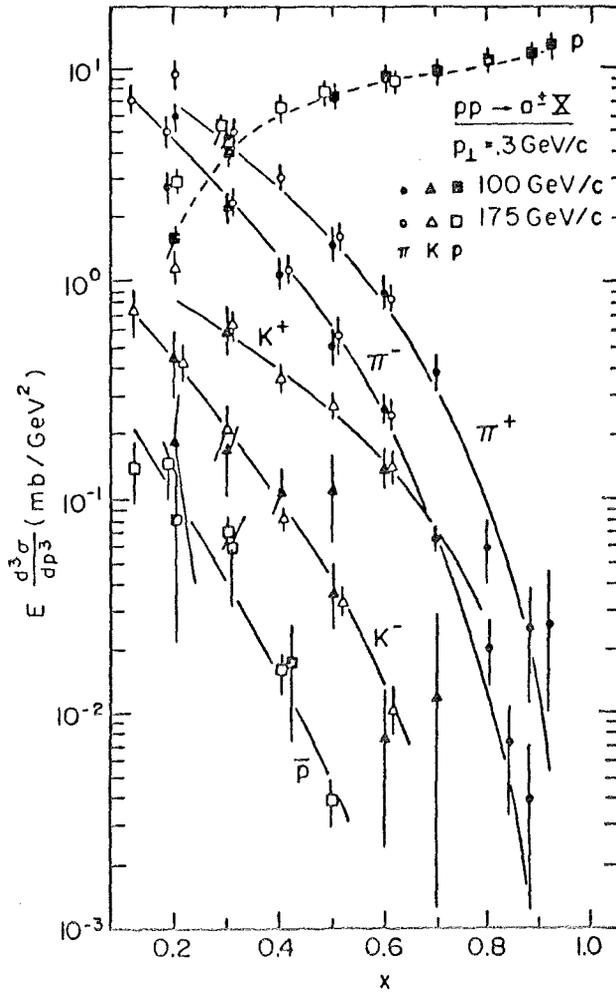


Figura 2.2: Seção de Choque Diferencial para Vários Hádrons em Interações pA

Para entender um pouco melhor a dimensão do problema é interessante introduzir as idéias de produção central e de efeito *leading*.

A figura 2.3 mostra as distribuições de  $x_f$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$  geradas pelo modelo LUND [31] no caso destas partículas serem produzidas por feixe de  $\pi$ . Este modelo, usado no código de simulação da  $E769$ , tem uma ampla aplicação utilizando-se de vários parâmetros para se ajustar a dados já medidos. Ele se baseia na fragmentação de cordas, como é o caso do modelo aditivo de quarks.

O grande excesso de  $\Lambda$  que se vê na figura para  $x_f$  negativo se deve ao fato do modelo de LUND considerar a existência do chamado efeito *leading*. Este efeito se caracteriza pelo fato da partícula produzida carregar grande parte do momento do alvo ou do projétil, dependendo se o *leading* ocorre em relação a um ou a outro. No caso do  $\Lambda$  mostrado na figura, o que se supõe no modelo é que há efeito *leading* em relação ao alvo, já que o  $\Lambda$  difere de um próton (ou neutron) apenas por ter um quark  $s$  no lugar de um quark  $d$  ( $u$ ). A idéia central é que um diquark do alvo tira um quark  $s$  do mar e o  $\Lambda$  sai com grande parte do momento do nucleon-alvo carregado pelo diquark. O *leading* não ocorreria em relação ao projétil ( $\pi$ , no caso) por que só há um quark em comum deste com o  $\Lambda$ . Fazendo uma análise semelhante para o  $\bar{\Lambda}$  vemos que não há possibilidade de *leading* neste caso. Como se vê na figura 2.3, sua distribuição é bem central. No caso do  $\bar{\Lambda}$  diz-se que a produção foi central, no sentido de que ele não leva *memória* nem do alvo nem do projétil. Pode-se notar que na região central de produção de  $\Lambda$  o número de eventos produzidos é comparável ao de  $\bar{\Lambda}$ , ou seja, a figura 2.3 mostra uma clara distinção entre o efeito *leading* e a produção central.

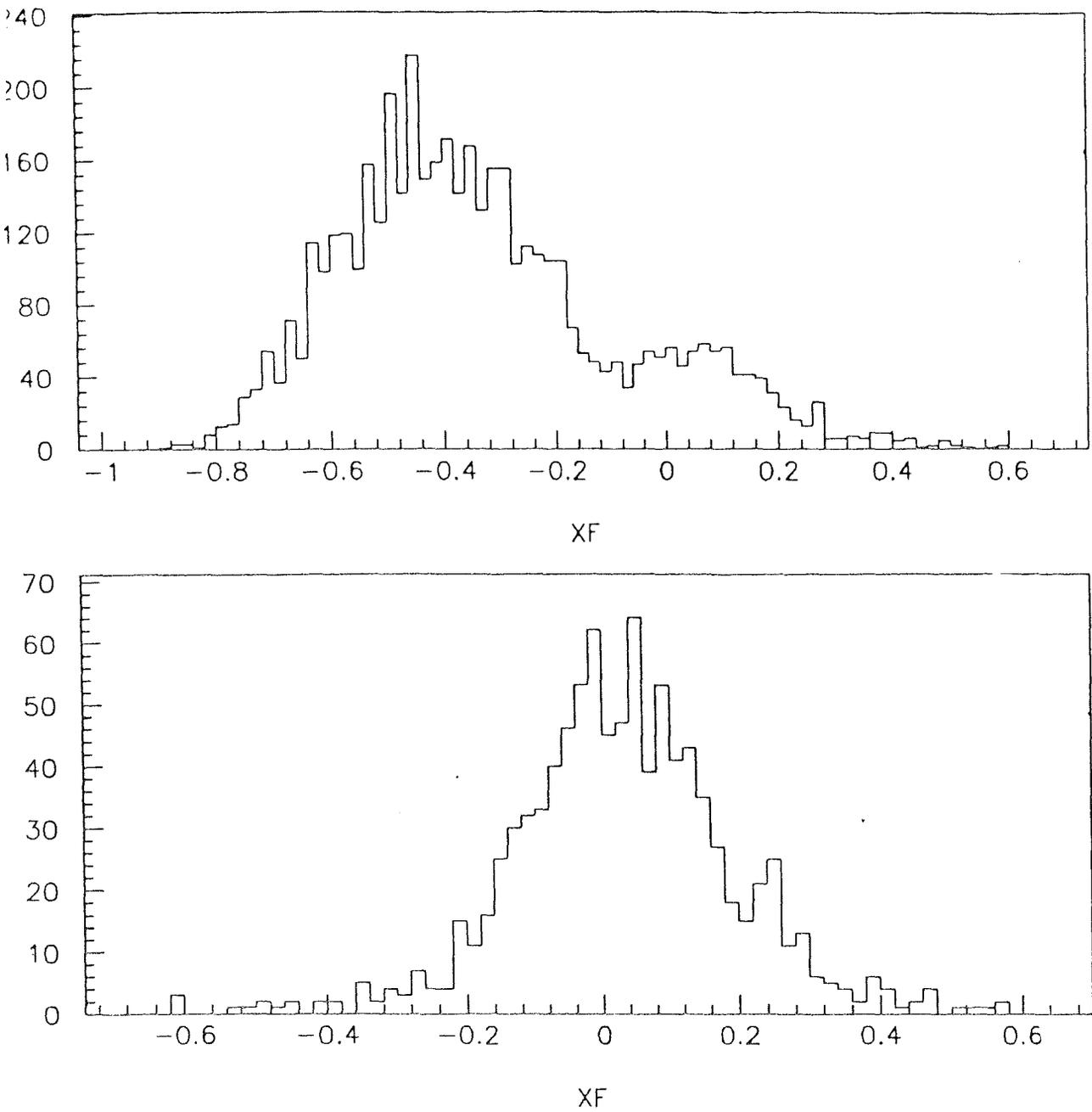


Figura 2.3: Distribuições de  $x_f$  Geradas pelo Programa de Simulação da  $E769$  para o  $\Lambda$  (acima) e para o  $\bar{\Lambda}$ .

Os resultados experimentais indicam que a dependência em  $A$  depende apenas da região de  $x_f$  em questão. Aparentemente não importa se na produção da partícula houve efeito *leading* ou não.

No restante do capítulo será feita uma revisão dos resultados da dependência em  $A$  para o caso específico do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$ .

### Resultados Experimentais para o $\Lambda$ e $\bar{\Lambda}$

O quadro experimental atual para a dependência em  $A$  do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  é o de que existem boas medidas na região de fragmentação do projétil para feixes de prótons e algumas medidas nesta mesma região para feixe de  $\pi$ . Existem medidas do  $\alpha$  total com feixe de  $\pi$  na região de fragmentação do alvo, mas não para a dependência de  $\alpha$  com  $x_f$ . Medidas para a dependência de  $\alpha$  com  $p_t$  existem para feixe de prótons na região de fragmentação do projétil.

Além destas medidas do parâmetro  $\alpha$  serão revistas também medidas da razão de produção entre o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$ , que existem para a região de fragmentação do projétil.

#### Medidas de $\alpha$

Dois experimentos mediram a dependência em  $A$  para a seção de choque de produção do  $\Lambda$  com feixe de  $\pi$ .

O primeiro experimento foi realizado no CERN utilizando o espectrômetro  $\Omega'$  [3]. É usado um feixe de  $\pi^\pm$  a  $30 \text{ GeV}/c$  interagindo em alvos de carbono, alumínio, cobre, chumbo e estanho. As medidas de  $\alpha$  em função de  $x_f$  foram feitas na região  $0.3 < x_f < 0.6$  e encontram-se na figura 2.4. Como pode ser visto nesta figura, esta experiência mede uma diferença entre o valor de  $\alpha$  para prótons e anti-prótons e para  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$ . É argumentado [3],

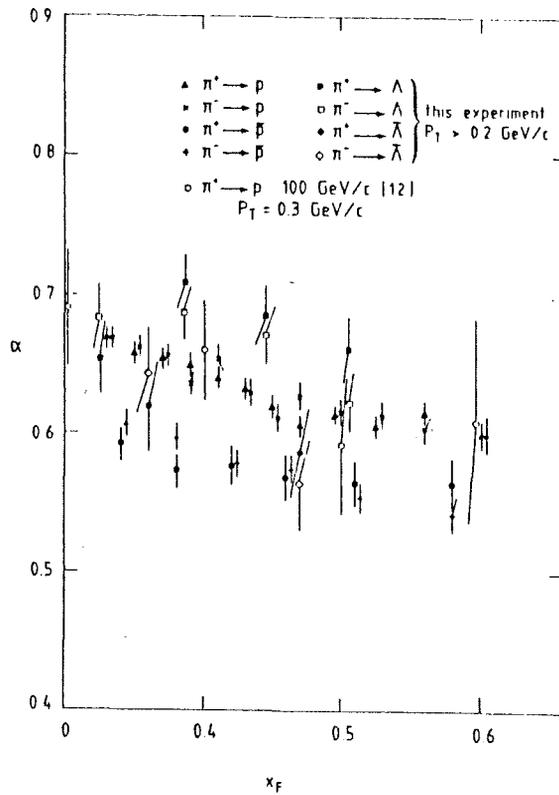


Figura 2.4:  $\alpha$  como Função de  $x_f$  para  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  em Interações  $\pi A$  a  $30 \text{ GeV}/c$

entretanto, que esta diferença pode se dever ao fato de que a energia do experimento é cerca de 10 vezes menor do que a de outras experiências realizadas que não observam esta diferença para nenhuma das partículas observadas.

O segundo experimento (E565/570) foi realizado no Fermilab utilizando uma câmara de bolhas de 30" e um espectrômetro híbrido [13]. Foram usados feixes de  $p$ ,  $K^+$  e  $\pi^+$  de  $200 \text{ GeV}/c$  interagindo em alvos de ouro, prata e magnésio. Foram reconstruídos um total de 177  $\Lambda$  e 16  $\bar{\Lambda}$ . O número de eventos reconstruídos por alvo e feixe incidente está na tabela 2.1.

As medidas do parâmetro  $\alpha$  para os três feixes estão na tabela 2.2. No entanto, não

	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
p-Au	35	2
p-Ag	40	5
p-Mg	11	0
$\pi^+$ -Au	33	3
$\pi^+$ -Ag	27	0
$\pi^+$ -Mg	4	2
$K^+$ -Au	15	2
$K^+$ -Ag	11	2
$K^+$ -Mg	1	0

Tabela 2.1: Número de Eventos Observados pelo Experimento E565/570

Feixe	$\alpha$ ( $\Lambda$ )
p	$0.94 \pm 0.02$
$\pi^+$	$1.01 \pm 0.03$
$K^+$	$1.09 \pm 0.05$

Tabela 2.2: Valores de  $\alpha$  Medidos pelo Experimento E565/570

tem-se referência da região de aceitação do experimento.

Os resultados de experimentos que utilizaram feixes de próton estão na figura 2.1. As medidas do  $\Lambda$  mostradas na figura provém de duas experiências realizadas no *Meson Laboratory* do Fermilab [12, 10]. A mais recente utilizou um feixe de prótons de  $400 \text{ GeV}/c$  incidindo em alvos de berílio, cobre e chumbo. A outra utilizou um feixe de prótons de  $300 \text{ GeV}/c$  incidindo sobre os mesmos tipos de alvos. Ambas as medidas foram feitas na região  $0.2 < x_f < 1.0$ .

O experimento que utiliza feixe de prótons a  $400 \text{ GeV}/c$  [12] reconstrói um total de 772794  $\Lambda$  e 10819  $\bar{\Lambda}$ . O número de eventos em cada alvo está listado na tabela 2.3.

O experimento que utiliza feixe de prótons a  $300 \text{ GeV}/c$  [10] por sua vez reconstrói um total de 949620  $\Lambda$  e 15730  $\bar{\Lambda}$ . O número de eventos em cada alvo está listado na tabela 2.4.

	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
p-Be	417197	10819
p-Cu	183708	-
p-Pb	171889	-

Tabela 2.3: Número de Eventos Observados em Interações pA a  $400 \text{ GeV}/c$ 

	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
p-Be	593600	9950
p-Cu	169420	2071
p-Pb	186600	3709

Tabela 2.4: Número de Eventos Observados em Interações pA a  $300 \text{ GeV}/c$ 

É interessante notar [7] que os valores de  $\alpha$  obtidos com feixes de  $\pi$  tendem a ser sistematicamente superiores aos obtidos com feixes de próton.

Medidas da variação de  $\alpha$  com  $p_t$  para o  $\Lambda$  foram feitas pelos experimentos acima citados que utilizam feixes de prótons de  $300$  e  $400 \text{ GeV}/c$  no Fermilab. O resultado é coerente com um crescimento de  $\alpha$  com  $p_t$  para valores fixos de  $x_f$  na região  $0.2 < x_f < 0.8$ . Os resultados destes experimentos estão na figura 2.5. Foi notado em [2] que nesta região o resultado de  $\alpha(p_t)$  para várias partículas parece consistente com a forma empírica:

$$\alpha(p_t) = 0.1p_t^2 \quad (2.4)$$

Entretanto, as medidas para  $\alpha(p_t)$  são ainda bastante incompletas.

### Medidas da Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$

A medida da razão de produção entre diferentes partículas por alvo é uma outra forma de avaliar a existência de efeitos nucleares. Esta medida pode também contribuir no estudo da produção hadrônica. Medidas precisas para as razões  $\bar{\Lambda}/\Lambda$  e  $K_s^0/\Lambda$  para a

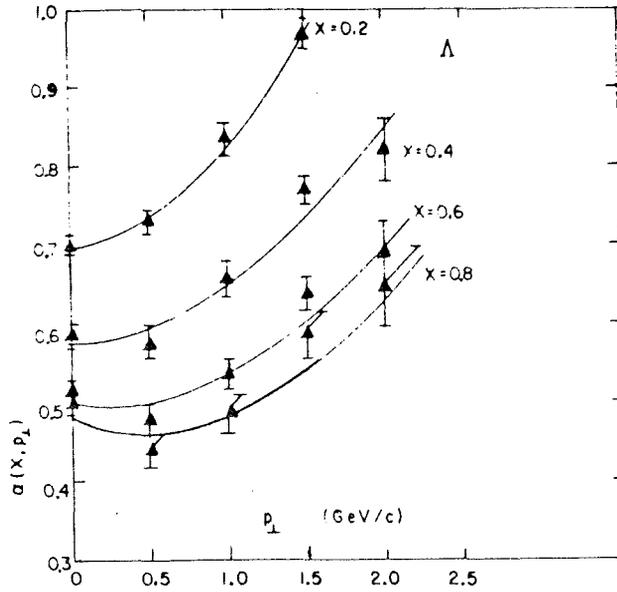


Figura 2.5:  $\alpha$  como Função de  $p_t$  para o  $\Lambda$  para Interações pA a 300 e 400  $GeV/c$

região  $0.2 < x_f < 0.8$  nos alvos de berílio e chumbo foram feitas pelo experimento descrito acima que utilizou feixe de prótons a 300  $GeV/c$  no Fermilab [10].

Os resultados para esta região estão na figura 2.6. Podemos observar da figura que a razão não depende de  $A$ , indicando que o valor de  $\alpha$  deve ser o mesmo para estas partículas o que reforça o que já se ressaltou de que formas de produção diferentes não alteram a dependência em  $A$ .

O fato da razão cair bruscamente quando  $x_f$  aumenta é mais uma manifestação do efeito *leading*. Como a experiência é feita com feixe de prótons, chega-se a medir  $10^4$  mais  $\Lambda$  do que  $\bar{\Lambda}$  para  $x_f = 0.8$ , como se vê na figura. O efeito é mais leve para o caso do  $K_s^0$ , pois este além de conter um quark do feixe, é um méson cuja produção é favorecida em relação à de um bárion.

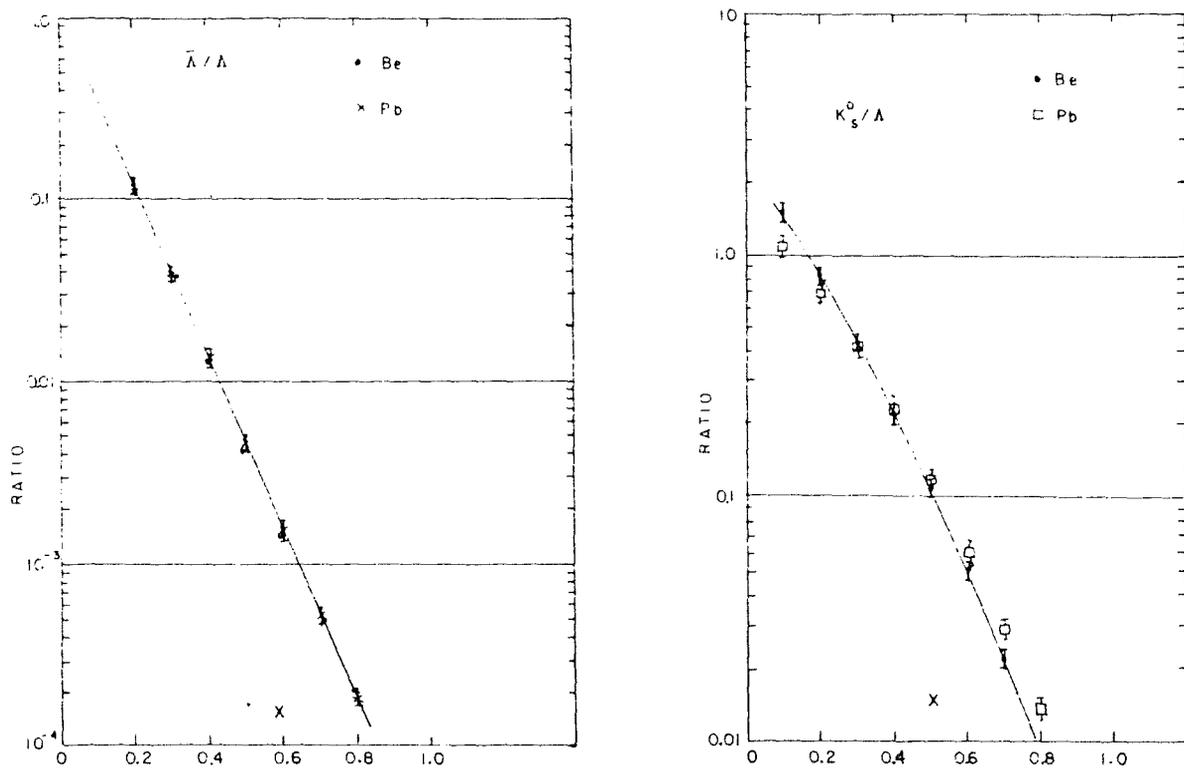


Figura 2.6: Razões de Produção Medidas em Interações pA a 300 GeV/c

## Capítulo 3

# O Experimento E769

O experimento *E769* foi realizado no *Tagged Photon Laboratory (TPL)* do FERMILAB no período de 1987-1988. A complexa montagem da experiência visava permitir um amplo estudo da seção de choque de produção de partículas charmosas. O feixe consistia de três tipos de hadrons:  $p$ ,  $\pi$  e  $k$  a  $250 \text{ GeV}/c$ . Em parte do tempo de tomada de dados usou-se feixe negativo e em outra, positivo. A interação se dava em um alvo formado por 26 folhas de quatro elementos diferentes: Berílio, Alumínio, Cobre, Tungstênio. Durante a coleta de dados foram gravados aproximadamente 400 milhões de eventos com o critério de seleção baseado na energia transversa do evento.

Foi possível reconstruir uma amostra total de  $\approx 4000$  mésons e bárions charmosos. Pôde-se, então, estudar a dependência da seção de choque de produção com o tipo de partícula do feixe, com o número de massa ( $A$ ) do alvo; assim como fazer medidas da seção de choque total e diferencial dos mésons charmosos  $D^0, D^+, D_s, D^*$  e do bárion charmoso  $\Lambda_c$ .

Neste capítulo é apresentada a montagem experimental da *E769*. Textos mais detalhados se encontram nas referências [14, 15, 16, 17, 18]. A primeira seção trata das

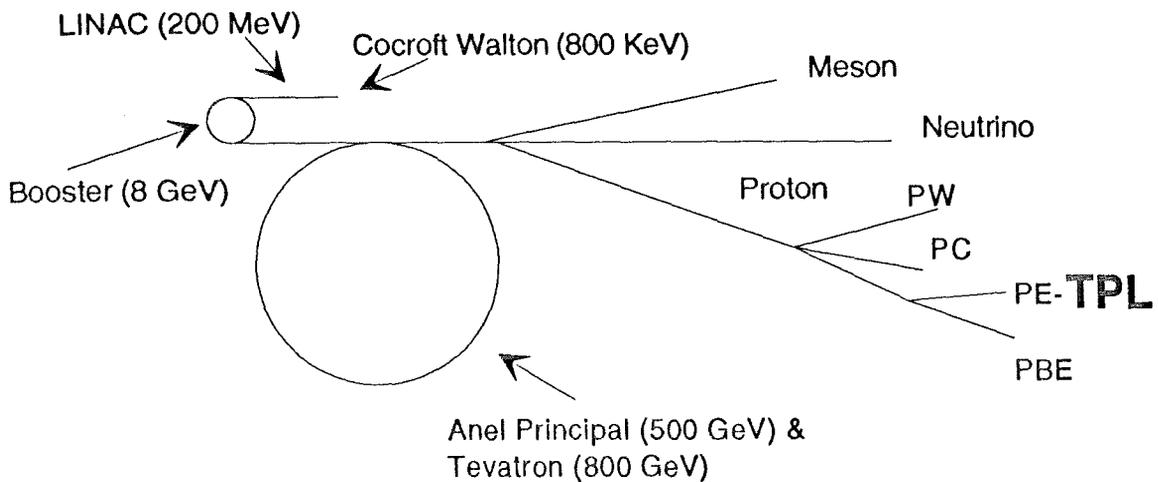


Figura 3.1: Esquema do Tevatron e as Várias Áreas Experimentais

características do feixe e de como ele foi obtido. A segunda descreve o alvo e o espectrômetro utilizados. Por fim, a seção três aborda os sistemas de *trigger* e de aquisição de dados.

### 3.1 O Feixe

O Tevatron, no FERMILAB, acelera prótons até  $800 \text{ GeV}/c$ . Ao atingirem a sua energia máxima, os prótons são extraídos lentamente durante 22 segundos e mandados para a área experimental. Este intervalo de 22 segundos é denominado *spill*. O *TPL* localiza-se na área de prótons indicada na figura 3.1.

O alvo primário do *TPL*, mostrado na figura 3.2, consistia de uma placa de berílio de  $30 \text{ cm}$  de espessura onde os prótons de  $800 \text{ GeV}$  interagem num fluxo de tipicamente  $1.2 \times 10^{12}$  por *spill*. As partículas produzidas nesta fase foram colimadas formando um feixe secundário de  $250 \text{ GeV}/c$  (com uma dispersão em energia de apenas  $0.2\%$ ).

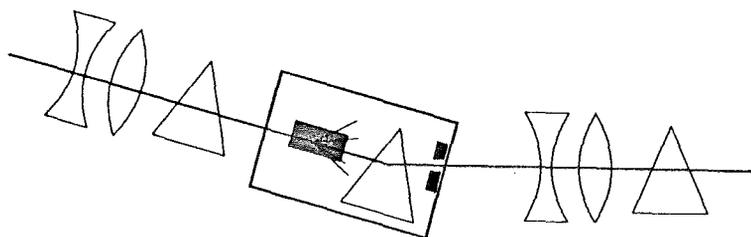


Figura 3.2: Linha do Feixe e Alvo Primário

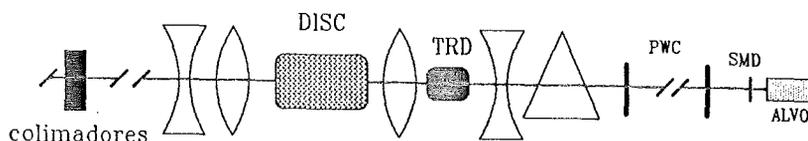


Figura 3.3: Posição do DISC e do TRD na Linha do Feixe

A composição do feixe secundário era  $93 \pm 1\%$  de  $\pi$ ,  $5.2 \pm 0.7\%$  de  $k$  e  $1.5 \pm 0.3\%$  de  $p$  para o feixe negativo e  $61 \pm 3\%$  de  $\pi$ ,  $4.4 \pm 0.2\%$  de  $k$  e  $34 \pm 3\%$  de  $p$  para o feixe positivo.

Dois detetores situados antes do alvo experimental foram usados para a identificação do feixe: o DISC (*Differential Isochronous Self-Collimating Čerenkov Counter*) e o TRD (*Transition Radiation Detector*) descritos a seguir. Um esquema da posição destes detetores na linha de feixe pode ser visto na figura 3.3.

### 3.1.1 O DISC

O DISC foi utilizado para identificar os kaons do feixe incidente. Este detetor consiste de uma câmara de  $He$  a  $8.5 \text{ atm}$ . Em um de seus extremos localiza-se um espelho esférico (figura 3.4). Quando a velocidade de uma partícula em um meio (hélio, no caso) excede

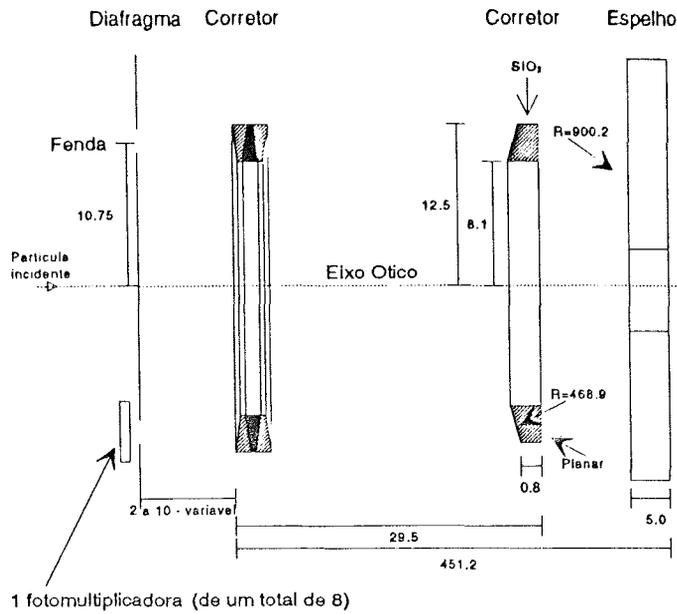


Figura 3.4: Esquema do DISC

à velocidade da luz neste meio, ela provoca a emissão da chamada radiação Čerenkov. O espelho reflete a radiação Čerenkov segundo anéis concêntricos. No seu plano focal foi colocado um diafragma com fendas que só permitiam a passagem de luz emitida com um ângulo de  $24.5 \text{ mrad}$ . Os fótons eram então detetados por 8 fototubos dispostos simetricamente em quadrantes em torno da linha do feixe atrás destas fendas.

O ângulo de emissão da radiação Čerenkov depende da velocidade da partícula e do índice de refração do meio, sendo então diferente para as três partículas do feixe, já que elas tem o mesmo momento mas massas diferentes.

Este ângulo ( $\theta_c$ ) se relaciona com a velocidade da partícula ( $\beta$ ) e o índice de refração do meio ( $n$ ) por:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.1)$$

onde

$$\beta = \left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.2)$$

$\lambda$  é o comprimento de onda da luz no meio,  $m$  é a massa da partícula e  $p$  o seu momento.

O ângulo de emissão da radiação podia ser variado mudando-se a pressão do hélio no interior da câmara. A relação entre o índice de refração do meio e a pressão do gás que o compõe se escreve:

$$(n - 1) = (n_o - 1) \frac{P}{P_o} \quad (3.3)$$

onde  $n_o$  é o índice de refração à pressão  $P_o$ .

Assim, mudando-se o valor da pressão, muda-se o índice de refração e conseqüentemente, o ângulo de emissão. Desta forma pode-se preparar o detetor para que apenas a radiação de uma certa partícula passe pelas fendas e seja coletada pelos fototubos. Uma partícula era considerada identificada pelo DISC se mais do que 4 fototubos (e pelo menos um por quadrante) fossem ativados simultaneamente.

A figura 3.5 mostra a curva de pressão do DISC onde pode-se ver os picos referentes ao pion, ao kaon e ao próton. Esta curva é obtida variando-se a pressão no DISC e contando para cada valor da pressão, o número de eventos que ativaram um dado número

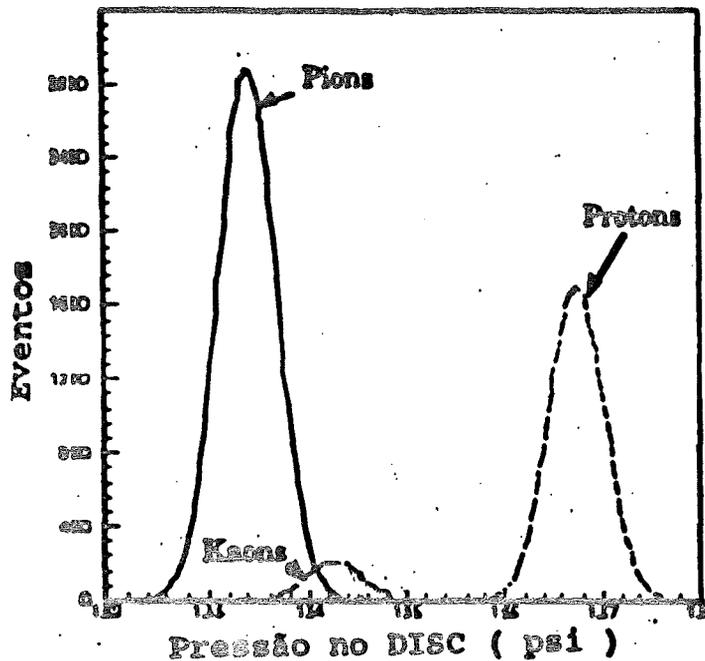


Figura 3.5: Curva de Pressão do DISC

de fototubos em coincidência. Como as curvas do pión e do kaon se superpõem, o valor da pressão para se identificar kaons foi escolhido como sendo um pouco acima daquele para o qual a curva dos kaons possui um máximo. A contaminação de pions, para este valor da pressão, foi mantida abaixo de 5%, com uma eficiência de identificação de kaons de cerca de 40%.

### 3.1.2 O TRD

O TRD foi usado para separar prótons de pions no feixe positivo, onde os prótons eram uma fração significativa. No feixe negativo, apenas a informação do DISC (kaon ou não kaon) foi suficiente para se fazer a identificação, já que os anti-prótons representavam 1.5% do feixe.

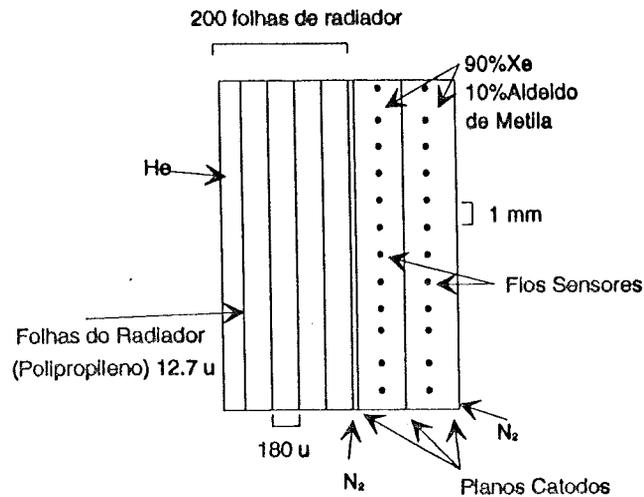


Figura 3.6: Módulo do TRD

Partículas carregadas quando passam de um meio para outro de constante dielétrica diferente emitem radiação devido ao rearranjo das cargas do meio associado ao movimento da partícula. A maior parte desta radiação (denominada radiação de transição) é emitida como raio-X. Para aumentar a quantidade de radiação emitida, os meios diferentes devem se alternar com frequência e não podem ser de grande espessura para que os raio-X não sejam reabsorvidos e possam ser detetados.

O TRD é composto por 24 módulos, cada módulo com dois planos, como o mostrado na figura 3.6. O radiador do módulo foi montado alternando-se 200 folhas de  $12.7 \mu\text{m}$  de largura de polipropileno com uma rede de *nylon* de  $180 \mu\text{m}$  de largura para manter o espaço entre as folhas. Dois planos de PWCs (*Proportional Wire Chambers*) de 64 fios espaçados de  $1 \text{ mm}$  foram colocados atrás do radiador para detetar os raio-X emitidos. As PWCs eram preenchidas com uma mistura gasosa de 10% de aldeído de metila e 90% de xenônio [19].

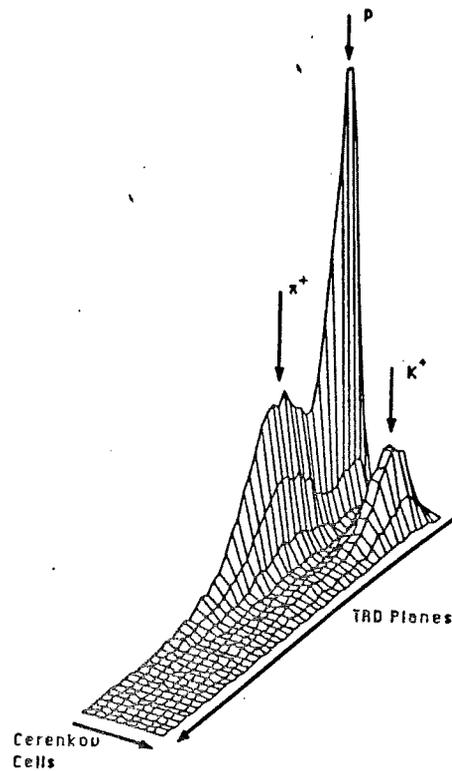


Figura 3.7: Planos Ativados do TRD versus Número de Fototubos Ativados em Coincidência no DISC

O número de fótons emitidos é uma função crescente de  $\gamma$  ( $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ). Assim, píons emitem mais fótons do que kaons e prótons e conseqüentemente ativam mais módulos do TRD.

Para se identificar píons foi exigido que fossem ativados mais do que 8 planos de TRD. A figura 3.7 mostra o número de planos do TRD ativados versus o número de fototubos ativados em coincidência no DISC. O pico indicado como próton está localizado em 5 planos enquanto que o de píon, em 18. É clara a separação entre o pico referente aos kaons e os demais – este é localizado onde o número de fototubos ativados em coincidência é alto.

## 3.2 O Espectrômetro

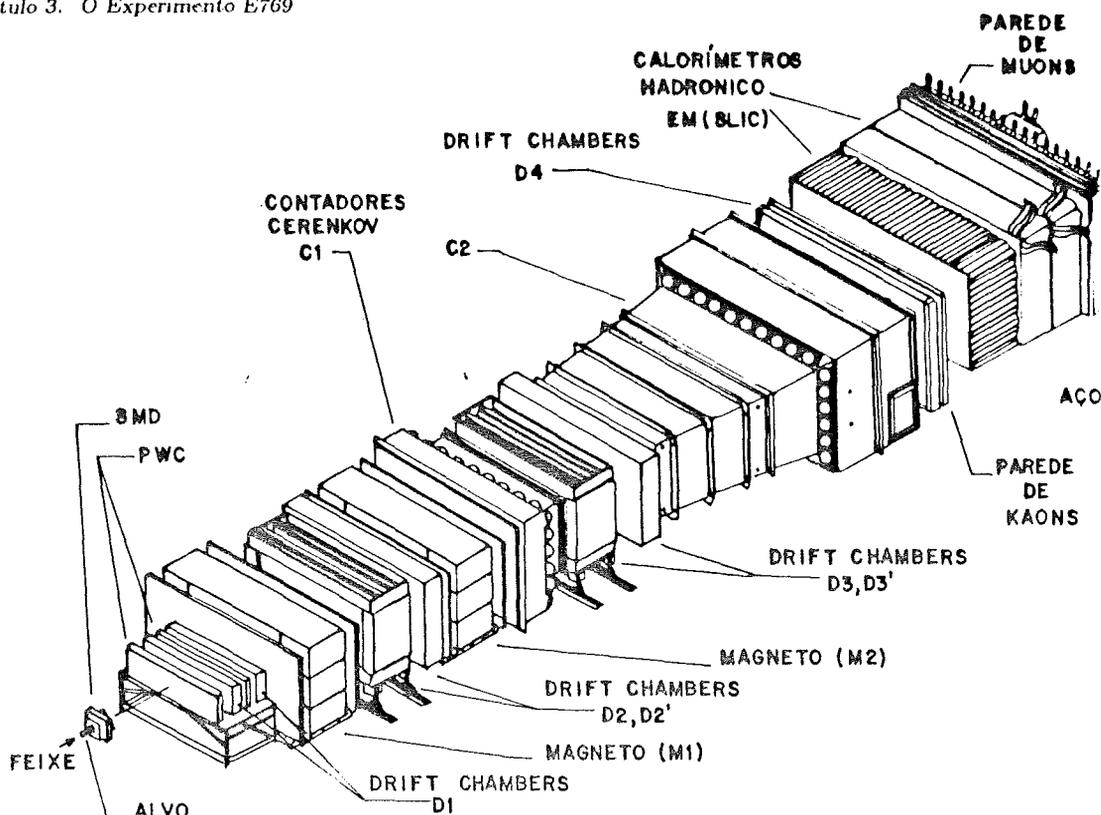


Figura 3.8: Vista em Escala do Espectrômetro da E769

O espectrômetro era constituído por um detetor de vértices composto por 11 planos de SMD (*Silicon Microstrip Detector*), 35 planos de DC (*Drift Chamber*) e duas PWCs para a determinação das trajetórias, dois grandes magnetos para se fazer a medida dos momentos, dois contadores Čerenkov, um calorímetro hadrônico, um calorímetro eletromagnético, uma parede de kaons e outra de muons. A posição destes detetores assim como a do alvo pode ser vista na figura 3.8.

Segue-se nesta seção uma descrição dos principais componentes do espectrômetro, a começar pelo alvo.

### 3.2.1 O Alvo

O alvo usado na experiência foi projetado para permitir o estudo da dependência no número de massa ( $A$ ) da seção de choque de produção das partículas charmosas. Ele

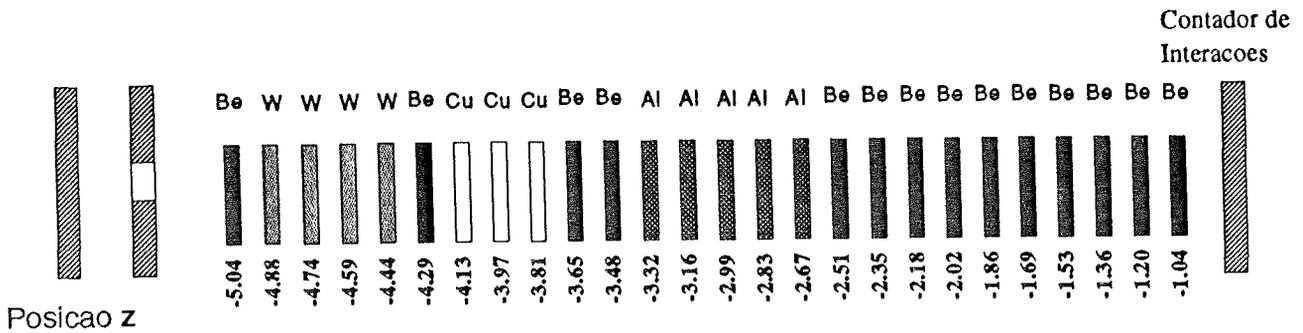


Figura 3.9: Alvo da Experiência

era composto por 26 folhas de espessura entre 100 e 250  $\mu m$  separadas entre si por uma distância média de 1.367 mm. Esta distância foi calculada para que fosse possível determinar em que folha ocorreu a interação primária. A sequência das folhas (figura 3.9) dos diferentes materiais foi escolhida de forma a minimizar o espalhamento múltiplo que as partículas carregadas sofrem ao longo das folhas. O Tungstênio foi colocado, então, antes de outros alvos para que os traços produzidos em outras folhas não fossem espalhados por ele. A tabela 3.1 dá a espessura e a posição das folhas. A origem do sistema de coordenadas do espectrômetro é localizada entre um cintilador, chamado contador de interações, e o primeiro plano do SMD. Este cintilador, situado logo após a última folha de Berílio, foi introduzido para se determinar se houve interação (ver figura 3.9).

### 3.2.2 O Detetor de Vértices

Este detetor situado após o alvo era composto por 11 planos de SMD. A tabela 3.2 mostra alguns aspectos da configuração do sistema. A posição dos planos indicados nesta tabela pode ser vista na figura 3.10. Os planos se alternavam em três vistas: X, Y e V, esta última fazia um ângulo em relação à posição vertical de  $20.5^\circ$ . A resolução esperada era

Nº da Folha	Elemento (A)	Espessura ( $\pm 0.006 \text{ mm}$ )	Posição Z ( $\pm 0.03 \text{ cm}$ )
1	Be (9)	0.250	-5.04
2	W (184)	0.097	-4.88
3	W (184)	0.095	-4.74
4	W (184)	0.094	-4.59
5	W (184)	0.097	-4.44
6	Be (9)	0.255	-4.29
7	Cu (63)	0.250	-4.13
8	Cu (63)	0.258	-3.97
9	Cu (63)	0.253	-3.81
10	Be (9)	0.276	-3.65
11	Be (9)	0.244	-3.48
12	Al (27)	0.249	-3.32
13	Al (27)	0.257	-3.16
14	Al (27)	0.251	-2.99
15	Al (27)	0.251	-2.83
16	Al (27)	0.253	-2.67
17	Be (9)	0.266	-2.51
18	Be (9)	0.256	-2.35
19	Be (9)	0.267	-2.18
20	Be (9)	0.266	-2.02
21	Be (9)	0.263	-1.86
22	Be (9)	0.261	-1.69
23	Be (9)	0.262	-1.53
24	Be (9)	0.245	-1.36
25	Be (9)	0.263	-1.20
26	Be (9)	0.255	-1.04

Tabela 3.1: Especificações do Alvo

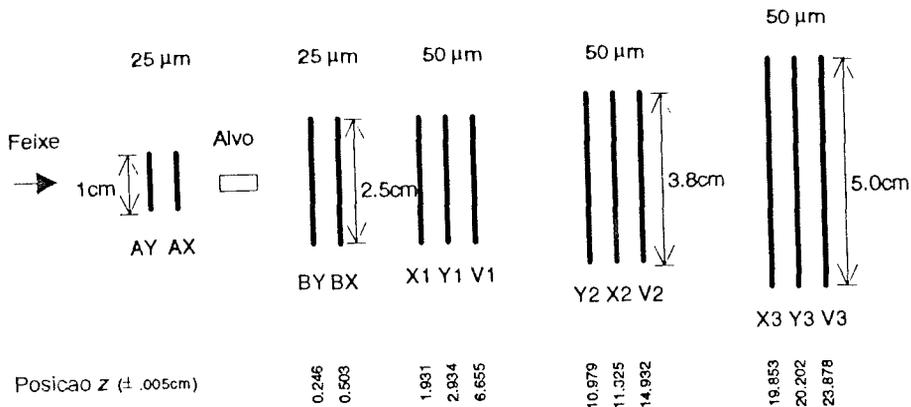


Figura 3.10: Posição dos Planos de SMD

de  $7 \mu m$  para os planos com trilhas separadas de  $25 \mu m$  e de  $15 \mu m$  para os que as trilhas eram separadas de  $50 \mu m$ . Isto permitia uma clara distinção entre o vértice primário e o secundário de partículas de vida média muito curta como as charmosas ( $\approx 1 ps$ ). O vértice primário é aquele no qual a partícula é criada e o secundário, no qual ela decai. Um esquema do SMD pode ser visto na figura 3.11.

Uma partícula de ionização mínima ao passar pelo plano de silício de  $300 \mu m$  produz  $\approx 24000$  pares de elétron-buraco. Os buracos são, então, atraídos para as trilhas de alumínio devido a uma diferença de potencial de  $70V$  (exceto para os planos X1, Y1 e V1, que foi de  $90V$ ). Uma combinação entre os sinais nas trilhas dos planos X, Y, e V permite determinar um ponto na trajetória da partícula. Traços que não tenham sensibilizado um número de planos suficientes do detetor são reconstruídos com informações das DCs apenas. Um exemplo da resolução do detetor é a figura 3.12 que mostra a reconstrução da posição z do vértice primário a partir de suas informações. Podemos distinguir cada folha do alvo.

Plano	Nº de Trilhas	Posição Z ( $\pm \approx 0.005\text{cm}$ )
BY	688	0.246
BX	688	0.503
X1	512	1.931
Y1	512	2.934
V1	512	6.655
Y2	767	10.979
X2	512	11.325
V2	767	14.932
X3	512	19.853
Y3	1000	20.202
V3	1000	23.878

Tabela 3.2: Configuração do SMD

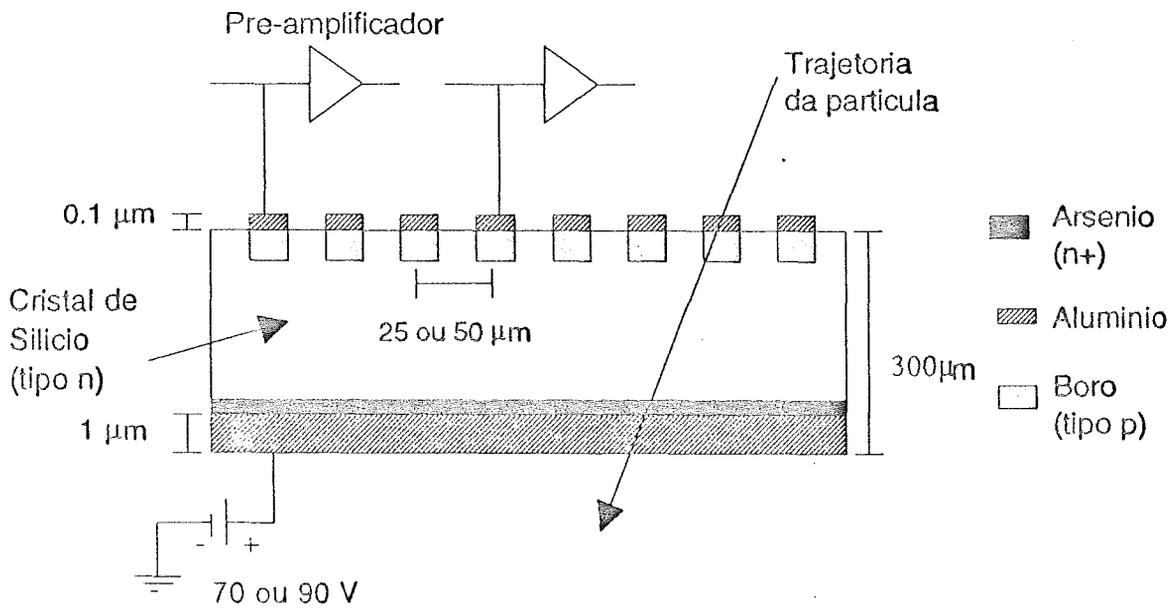


Figura 3.11: Esquema do SMD

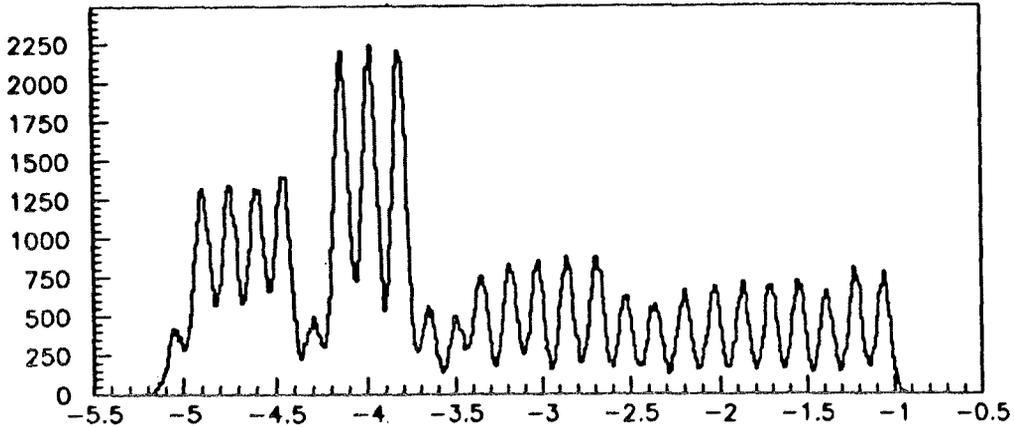


Figura 3.12: Posição Z do Vértice Primário

Estação	D1	D2	D3	D4
Dimensão (x × y) (cm)	160 × 120	230 × 200	330 × 200	550 × 300
Tamanho da Célula (x) (cm)	0.446	0.953	1.588	3.18
Tamanho da Célula (u/v) (cm)	0.476	0.892	1.487	2.97
Posição Z (cm)	154-195	382-501	928-1048	1738-1749
Nº de Planos	8	12	12	3
Resolução (mm)	0.35	0.3	0.3	0.8

Tabela 3.3: Características das DCs

### 3.2.3 As DCs

Foram utilizados 35 planos de DC para fazer um mapeamento dos traços. A reconstrução das trajetórias foi necessária para se obter a medida dos momentos, para auxiliar a identificação das partículas pelo Čerenkov e para associar a elas os chuveiros produzidos nos calorímetros.

As DCs foram divididas em 4 estações (D1, D2, D3, D4). A posição das estações pode ser vista na figura 3.8. A D1 possuía planos X, U, V e X' (idêntico ao X, mas deslocado de meia célula para aumentar a resolução). Os planos U e V eram girados de  $20.5^\circ$  em relação ao eixo X. As outras estações possuíam planos X, U e V. A figura 3.13 mostra um esquema dos planos X, U e V e a tabela 3.3 dá as características das estações.

A partir das informações da D1 era possível medir o ângulo com que as partículas

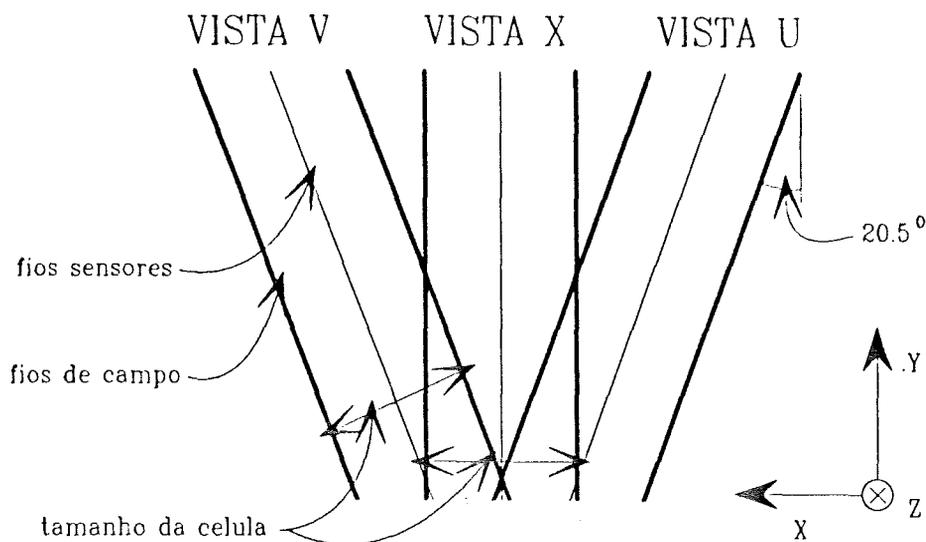


Figura 3.13: Planos X, U e V nas DCs

entravam no primeiro magneto (M1). Esta câmara era também usada como suporte para a reconstrução no SMD. Com a D2 era obtido o ângulo com que as partículas saíam do M1 e o ângulo com o qual elas chegavam ao segundo magneto (M2). Com a D3 obtinha-se o ângulo de saída do M2. A D4 era importante para se associar os traços das partículas com os chuveiros nos calorímetros.

As estações eram montadas alternando-se planos sensores com catodos. Os planos sensores eram formados por fios de campo e fios sensores como se vê na figura 3.14. Os catodos e os fios de campo eram mantidos a  $-2.1 \text{ kV}$  e  $-1.6 \text{ kV}$  respectivamente. Assim, à passagem de uma partícula, os elétrons de ionização eram atraídos para os fios sensores, que estavam aterrados, com uma velocidade aproximadamente constante ( $v_d$ ). O valor de  $v_d$  foi obtido na fase de calibração do detetor. O tempo  $t$  que os elétrons levavam para chegar ao fio era medido por contadores que iniciavam a contagem quando chegava um sinal dos fios sensores e a interrompiam com um sinal do contador de interações. A

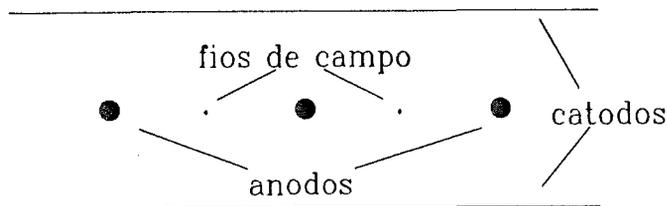


Figura 3.14: Planos das DCs

distância entre a posição por onde a partícula passou e o fio é dada simplesmente por  $d = v_d t$ .

Convém ressaltar que a eficiência das DCs em regiões próximas à linha do feixe foi diminuída principalmente pelo grande número de partículas que passavam nesta direção. O acúmulo de cargas livres na região do feixe anula o efeito dos fios sensores, diminuindo a coleta de elétrons nesta região e conseqüentemente, a eficiência.

### 3.2.4 Os Magnetos

A experiência usou dois magnetos (M1 e M2) para a análise dos momentos. M1 operava a 2500A e o M2 a 1800A. Os campos magnéticos eram paralelos à direção y. Desta forma, as partículas só eram desviadas na direção x. A tabela 3.4 resume as principais características dos magnetos.

Os momentos eram determinados sabendo-se o ângulo de desvio que a trajetória da partícula sofria ao passar pelo campo magnético gerado pelos magnetos. As DCs determinavam este ângulo através da reconstrução das trajetórias. A relação entre o ângulo

Magneto	M1	M2
Abertura (cm)	154 × 73	154 × 69
Corrente (A)	2500	1800
$\int B \cdot dl$ (Tm)	-0.71	-1.07
Momento Transferido (MeV/c)	212	320
Resolução (mm)	0.1 p%	0.5 p%

Tabela 3.4: Características dos Magnetos

de desvio ( $\Theta$ ) e o momento ( $p$ ) da partícula se escreve:

$$\Theta \approx \frac{\int B \cdot dl}{3.33p} \quad (3.4)$$

onde  $B$  é o campo magnético dado em Tesla e  $l$  é dado em metros. A resolução na determinação do momento depende da resolução na determinação da trajetória da partícula.

### 3.2.5 Os Detetores Čerenkov

Dois detetores Čerenkov (C1 e C2, na figura 3.8) foram usados para indentificar kaons, prótons e pions.

O caminho percorrido pela radiação Čerenkov emitida quando uma partícula atravessa o detetor é mostrado no esquema da figura 3.15. Os espelhos representados na figura foram segmentados de tal forma que a luz de uma partícula ficasse contida em poucos segmentos, mas que cada segmento não recebesse luz de mais do que uma partícula. A luz refletida era coletada por fototubos localizados no plano focal dos espelhos. Acoplados a estes fototubos estavam *cones de Winston* feitos para aceitar fótons com um ângulo incidente de até  $20^\circ$  – maximizando a detecção de fótons emitidos e minimizando qualquer luz de fundo [21].

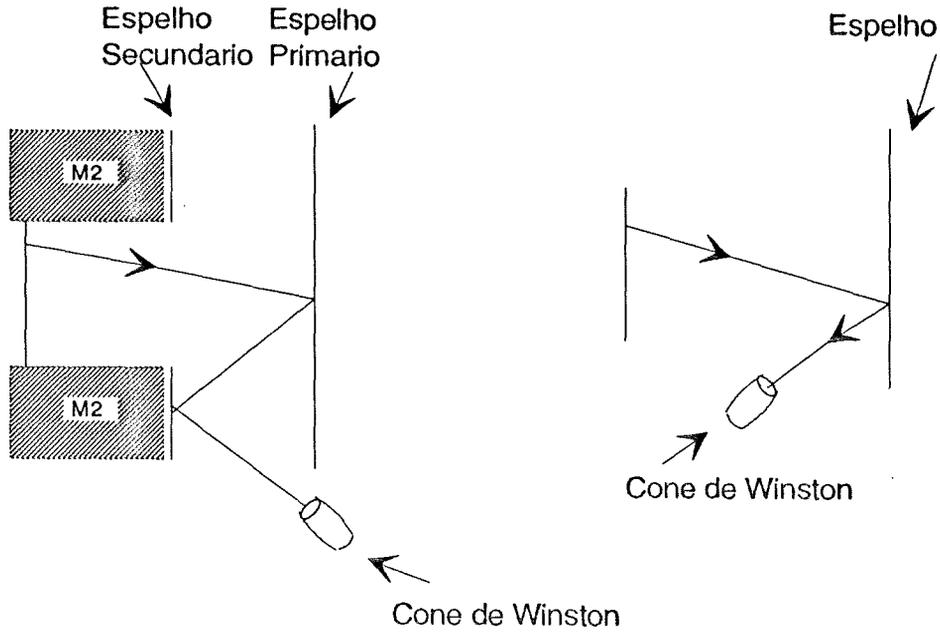


Figura 3.15: Caminho Percorrido pela Luz nos Detectores Čerenkov

Se  $v_{lim}$  é a velocidade da luz num meio de índice de refração  $n$ , o momento a partir do qual uma partícula de massa  $m$  começa a emitir radiação se escreve:

$$p_{lim} = \gamma_{lim} m v_{lim} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.5)$$

onde

$$\gamma_{lim} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_{lim}^2}{c^2}}} \quad (3.6)$$

O número  $N$  de fótons emitidos por unidade de comprimento de onda e de distância é dado por

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (3.7)$$

onde  $\alpha$  é a constante de estrutura fina e  $\theta_c$  é dado pela expressão 3.1.

Detetor	C1	C2
Comprimento ( $m$ )	3.7	6.6
Nº de Espelhos	28	32
Índice de Refração	1.000309	1.0000901
Gás	$N_2$	80% $He$ + 20% $N_2$
$p_{lim} \pi$ ( $GeV/c$ )	5.8	10.5
$p_{lim} k$ ( $GeV/c$ )	20.0	37.0
$p_{lim} p$ ( $GeV/c$ )	37.7	69.8

Tabela 3.5: Características dos Detetores Čerenkov

A maioria dos traços tinha momento entre 5 e 40  $GeV/c$ . Por esta razão os índices de refração de C1 e de C2 foram escolhidos para otimizar a identificação de prótons, pions e kaons nesta região de momento. C1 foi preenchido com gás  $N_2$  e C2 com uma mistura de 80% de  $He$  e 20% de  $N_2$ . Ambos operavam à pressão atmosférica. C2 possuía um índice de refração menor e assim um limiar de momento maior e um ângulo  $\theta_c$  menor. Ele foi feito então mais extenso do que C1 para produzir um número suficiente de fótons. A tabela 3.5 dá as propriedades de C1 e C2.

Os valores para  $p_{lim}$  podem ser vistos na figura 3.16 que mostra o número de fótons emitidos em C1 e C2 como função dos momentos das partículas .

Sabendo-se então o momento da partícula a ser identificada e se ela provoca ou não emissão de radiação, pode-se inferir uma probabilidade para a identificação desta partícula em cada região de momento. Um kaon de momento igual a 22  $GeV/c$ , por exemplo, deveria emitir luz no C1, mas não no C2. Um pion de mesmo momento, emitiria nos dois. Para partículas de momento menor que 6  $GeV/c$ , são atribuídas probabilidades *a priori*, já que os detetores não dão resposta nesta faixa de momento. Estas probabilidades são respectivamente para o pion, kaon e próton: 84%, 12% e 4%. A figura 3.17 mostra a

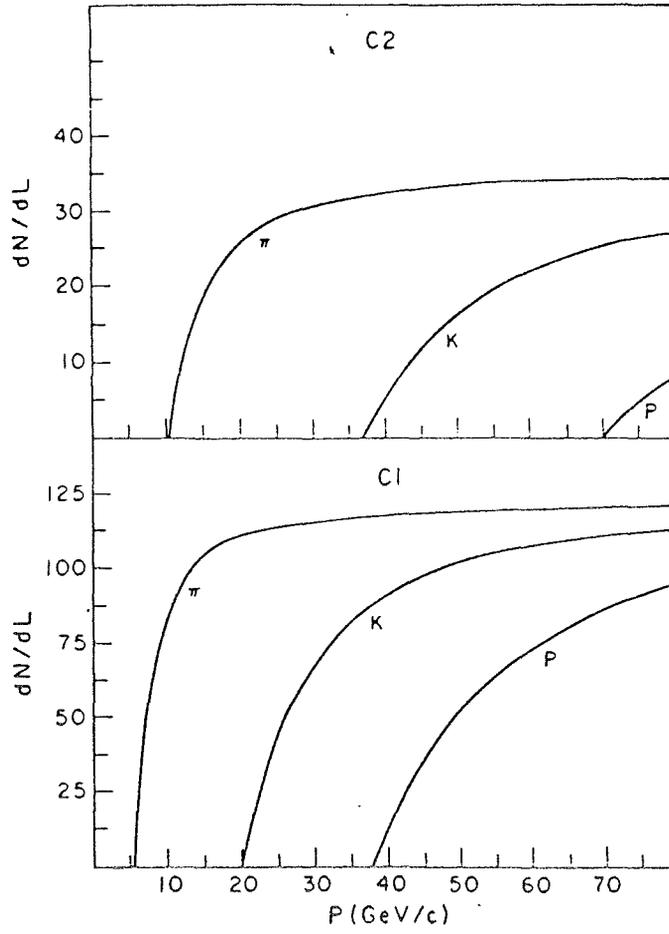


Figura 3.16:  $p_{lim}$  para o  $\pi$ , o  $k$  e o  $p$

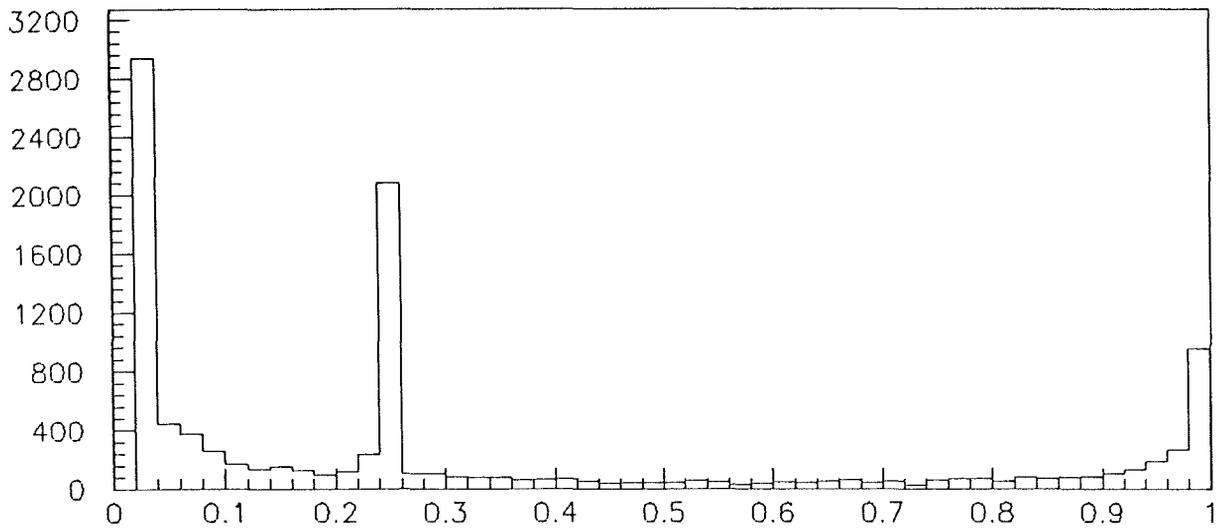


Figura 3.17: Distribuição de Probabilidade de Candidatos a Próton

distribuição de probabilidade de candidatos a próton. O pico próximo à origem é associado à probabilidade *a priori* de identificação de prótons quando não há resposta do detector. O pico em 1 corresponde à partículas positivamente identificadas como sendo prótons. O pico em 0.25 está relacionado com a probabilidade *a priori* de ser próton quando o detector exclui a possibilidade da partícula ser pion. Isto decorre do fato de que a probabilidade *a priori* dos kaons é 3 vezes maior que a dos prótons. Desta figura foram excluídos os traços que tem probabilidade nula de serem prótons.

### 3.2.6 Os Calorímetros

A energia das partículas produzidas é medida por dois calorímetros: um eletromagnético e um hadrônico. Estes detectores foram usados também para o cálculo da energia transversa ( $E_T$ ) do evento, informação necessária para que o *trigger* disparasse ou não o sistema de

aquisição de dados, e para identificar léptons e partículas neutras. A energia transversa é definida como:

$$E_T = E_i \sin \theta \quad (3.8)$$

onde  $\theta$  é o ângulo que a direção de vôo da partícula faz com a linha do feixe e  $E_i$  é a energia depositada na célula  $i$  do calorímetro.

O calorímetro eletromagnético utilizado pela experiência foi o chamado SLIC (*Segmented Liquid Ionization Counter*). Quando um elétron de alta energia entra em um meio denso ele irradia fótons também de alta energia (Bremsstrahlung). Estes fótons interagem com os núcleos pesados e produzem pares elétron-pósitron que por sua vez irradiam mais fótons e o processo continua até a energia dos fótons cair abaixo de  $1 \text{ MeV}$ , o limiar para a produção de pares. O chuveiro de fótons ocorre de maneira semelhante.

O SLIC [22, 23] era formado por 60 camadas, cada uma composta por uma folha de  $0.63 \text{ cm}$  de espessura de chumbo (usada como radiador) e uma fina folha corrugada de alumínio preenchida com cintilador líquido (figura 3.18). As folhas de alumínio formavam os canais U, V e Y (definidos como nas DCs) por onde a radiação emitida no cintilador era guiada até chegar em conversores de comprimento de onda. Estes convertiam a radiação ultra-violeta em visível, pois os fototubos são mais sensíveis a essa faixa de comprimentos de onda.

Cada canal, em cada camada, com a mesma orientação e a mesma distância da linha do feixe alimentava o mesmo conversor e a luz era *somada* e conduzida ao fototubo correspondente.

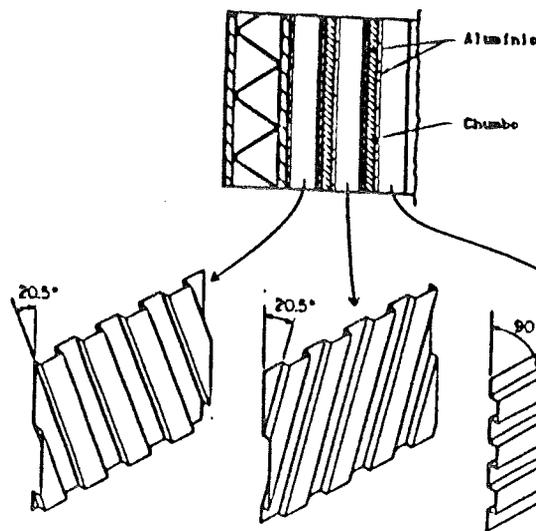


Figura 3.18: Radiadores e Cintiladores do SLIC

Os chuveiros de hadrons neutros e carregados, além de medidos pelo SLIC, eram medidos pelo *Hadrômetro*. Um hadron de alta energia ao passar por um meio, interage com os núcleos e produz hadrons secundários que por sua vez produzem outros hadrons, etc. Os hadrons secundários carregados podem depositar sua energia através de ionização. O chuveiro é então detetado coletando-se a luz de ionização. Um chuveiro hadrônico se estende mais do que um eletromagnético – em geral, desde o SLIC até o *hadrômetro*. Os chuveiros eletromagnéticos ficavam em sua maioria contidos no SLIC.

O *hadrômetro* possuía dois módulos como se vê na figura 3.19. Cada módulo tinha 18 camadas de 2.5 cm de espessura de aço como meio de interação intercaladas por trilhas de cintiladores nas direções x e y. A luz era guiada e então detetada por fototubos [24].

O valor final da energia hadrônica depositada era obtida tratando-se o SLIC e o *hadrômetro* como um detetador só. Em torno de 88% da energia de todos os hadrons era depositada no conjunto SLIC–*hadrômetro*.

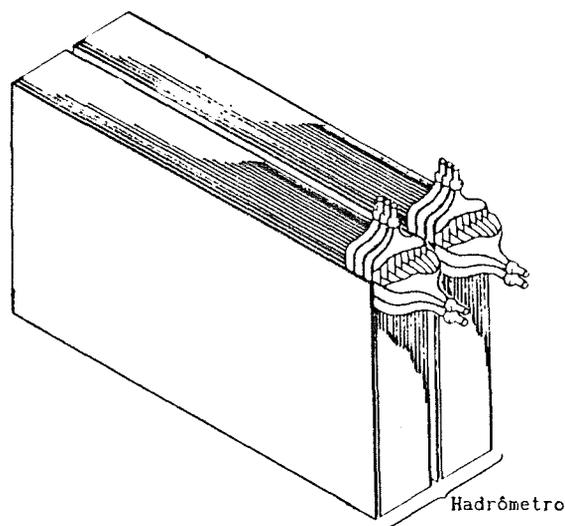


Figura 3.19: Esquema do Hadrômetro

### 3.3 Os Sistemas de *Trigger* e de Aquisição de Dados

Como pretendia-se fazer um amplo estudo da seção de choque de produção de charme optou-se por um *trigger* baseado em uma característica geral desta produção: o fato de que os eventos onde foram produzidas partículas charmosas tem energia transversa alta. Desta forma a exigência para se gravar um evento foi a de uma energia transversa mínima. Uma grande quantidade de eventos foi coletada com esta exigência. Foi preciso desenvolver um sistema de aquisição de dados (DA) eficiente e rápido que fosse capaz de armazenar todos esses dados. O DA da *E769* conseguiu uma velocidade de armazenamento de dados de 500 eventos/s com um tempo morto de 30 a 40%. O sistema é descrito com mais detalhes na referência [25].

### 3.3.1 O Sistema de *Trigger*

Além do *trigger* de energia transversa mínima é descrito a seguir o *trigger* de interação, utilizado para as correções de eficiência.

#### O *Trigger* de Interação

É sempre necessário ter um conjunto de dados com um mínimo de exigência para se fazer correções e comparações. Com este objetivo foi implementado o *trigger* de interação. Ele determinava apenas se houve interação de uma partícula do feixe com o alvo. Para um evento ser aceito era necessário um sinal no contador de interações correspondendo a pelo menos 5 traços. A eficiência deste *trigger* foi de  $\approx 100\%$  para os eventos charmosos que tem grande multiplicidade. 6% do total de eventos gravados foram selecionados por este *trigger*.

#### O *Trigger ETS*

A energia transversa mínima requerida por este *trigger* variou entre 5 e 6 *GeV*. Determinando-se a fração de  $D^0$  e  $D^\pm$  encontrados na amostra de eventos aceitos pelo *trigger* de interação e que seriam também aceitos pelo requerimento  $E_T > 5\text{GeV}$  foi possível calcular a eficiência global do *trigger* em questão que foi de  $80 \pm 16\%$ . Sendo o principal *trigger* da experiência, 46% dos dados foram gravados com este tipo de seleção.

#### O *Trigger ETK*

Este *trigger* era idêntico ao descrito anteriormente só que requeria ainda que a interação tivesse sido provocada por um kaon. Ou seja, utilizava-se a informação do DISC junto com a dos calorímetros para selecionar o evento. A amostra de dados com este tipo de pré

seleção constituiu 25% do total de eventos gravados. Este *trigger* foi usado para formar a amostra de dados produzidos pelo feixe de kaons.

### O *Trigger* ETB

Constituindo 16% dos dados coletados, este tipo de pré seleção objetivou aumentar ainda mais o número de eventos contendo charme a serem gravados. A imposição para se aceitar um evento era que ele tivesse ao menos 8 *GeV* de energia transversa.

### 3.3.2 O Sistema de Aquisição de Dados

Os sinais analógicos que vem do detetor são digitalizados em módulos *CAMAC*. A cada sinal do *trigger* indicando que o evento deve ser gravado, estes módulos são lidos pelos controladores SCC (*Smart Crate Controller*). Na experiência, vários bastidores *CAMAC* foram usados em paralelo com o objetivo de tornar o processo o mais rápido possível. Cada bastidor possuía um controlador SCC. Um esquema da arquitetura do DA pode ser visto na figura 3.20.

A informação de cada SCC era mandada para um módulo de memória dupla (RBUF) localizado em um bastidor VME. Este módulo fazia a interface *CAMAC* - *VME*. Sua dupla memória permitia que uma delas estivesse sendo lida enquanto a outra estivesse sendo preenchida por informações de outros eventos. A memória dos RBUF era lida pelos ACPs (*Advanced Computer Project*) que processavam os eventos e os mandavam para as leitoras de fita. Os ACPs eram controlados por um VAX11/780. Este computador era também responsável pela monitoração dos erros do sistema durante a coleta de dados e por enviar uma fração de eventos para servir de controle da experiência.

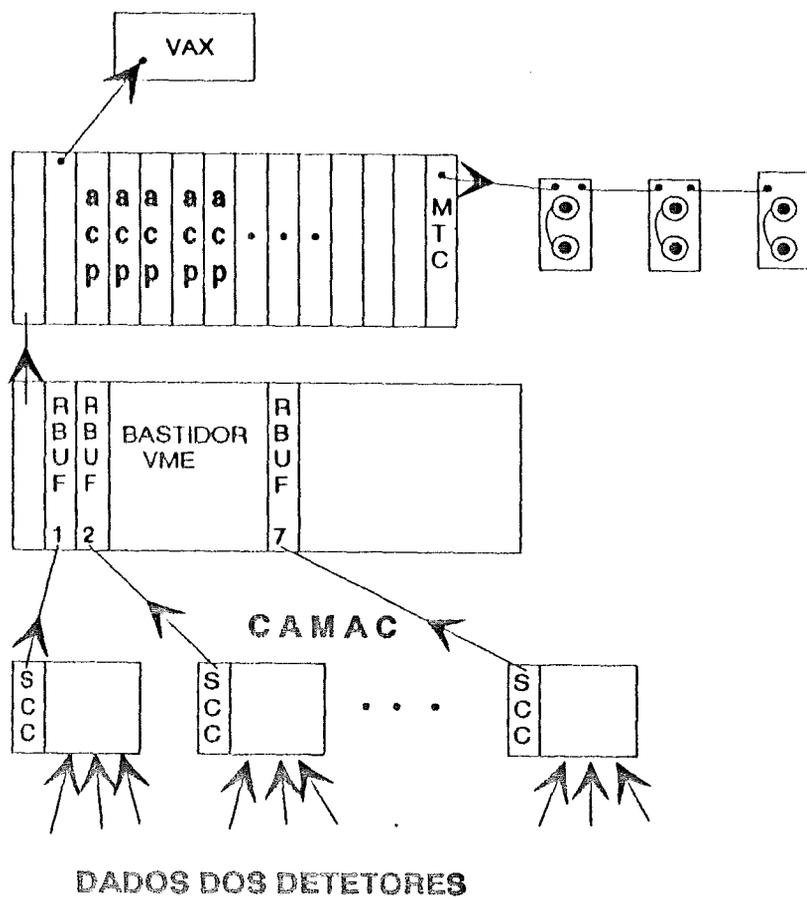


Figura 3.20: Esquema do DA

# Capítulo 4

## A Análise de Dados

Para se obter resultados físicos das fitas gravadas pelo sistema de aquisição de dados é necessário fazer a chamada reconstrução dos dados. O processo consiste em converter as informações digitais que o espectrômetro fornece em propriedades físicas das partículas tais como energia e momento, parâmetro das trajetórias e tipo da partícula. O resultado da reconstrução é colocado em formato DST (*Data Summary Tape*) e usado na análise de dados.

Na primeira seção deste capítulo é descrita a reconstrução dos dados. Em seguida é discutida a análise destes dados até a obtenção do sinal correspondente ao  $\Lambda$  e ao  $\bar{\Lambda}$ . Por fim, se discute o Monte Carlo usado pela experiência para fazer correções.

### 4.1 A Reconstrução dos Dados

A reconstrução dos dados é dividida em duas fases. Na primeira é feita a reconstrução das trajetórias com informações do SMD e das DCs. Na segunda, com as informações dos calorímetros e do Čerenkov, é feita a identificação das partículas produzidas e com informações dos SMDs é feita a reconstrução dos vértices.

Para se reconstruir as trajetórias das partículas [15, 26, 27] utiliza-se, inicialmente, as informações fornecidas pelos 9 planos de  $50 \mu\text{m}$  do SMD (figura 3.11). Pega-se um ponto no plano 1 e outro no plano 3 em uma dada vista (X, Y ou V). Traça-se uma reta com estes pontos e verifica-se se na interseção desta reta com o plano 2 existe um terceiro ponto. Em caso afirmativo, o procedimento é repetido em uma outra vista. Os candidatos a traço obtidos a partir das informações destas duas vistas são projetados na terceira. Se a projeção for confirmada, temos um traço do tipo (3-3-3), ou seja, que sensibilizou os 9 planos. De forma análoga são determinados os traços do tipo (3-3-2), (3-3-1) que também tem sua trajetória determinada somente a partir de informações do SMD. Os traços do tipo (3-2-2) precisam de informações da D1 para serem reconstruídos. Desta maneira também são encontrados traços do tipo (3-2-1). O último tipo de traço que se tenta reconstruir é o (2-2-2). Todos os traços têm sua trajetória extrapolada para os planos BX e BY (figura 3.11).

Terminada a fase de reconstrução na região SMD-D1 (região 1, localizada antes do primeiro magneto), é feita uma extrapolação do traço para as regiões da D2, D3 e D4 (região 2, após o primeiro magneto e região 3, após o segundo magneto). Para isto, considera-se que as deflexões sofridas pelas partículas ao passarem pelos magnetos são instantâneas. Os traços que não são reconstruídos com informações do SMD são ainda reconstruídos com dados apenas das DCs.

A qualidade do traço reconstruído é dada pelo número de regiões em que ele foi detetado e também pela qualidade de seu ajuste. Assim é definida uma variável JCAT que vale 1, 3, 7 ou 15 se o traço foi detetado pela D1, D2, D3 e D4 respectivamente.

Ao fim desta primeira fase de reconstrução, já se tem informação sobre o momento e carga das partículas, sobre a trajetória e qualidade do traço.

A identificação das partículas começa pela análise das informações dos calorímetros [15, 26]. Com esses dados, é possível identificar os chuveiros provocados por elétrons, fótons, hádrons neutros e carregados. Os chuveiros das partículas neutras e carregadas podem ser diferenciados já que só as partículas carregadas deixam traços nas DCs. Os elétrons e fótons se distinguem dos hádrons por terem chuveiros mais estreitos e mais curtos, em geral totalmente contidos no SLIC. A identificação dos hádrons carregados – para distinguir entre  $k$ ,  $\pi$  e  $p$  – foi feita com dados do Čerenkov (vide capítulo 3). Nesta fase, são calculadas as probabilidades das partículas serem kaons, pions e prótons.

Por fim, determina-se os possíveis vértices primários. Para isso são usadas apenas informações do SMD. Dentre todos os traços procura-se os que podem fazer parte de um mesmo vértice dentro de um certo erro. Os que, ao serem incluídos em um vértice, fazem com que o erro no ajuste deste vértice aumente além de um valor determinado, são retirados.

## 4.2 A Seleção da Amostra de $\Lambda/\bar{\Lambda}$

O experimento gravou 400 milhões de eventos em formato DST. Estes eventos foram separados entre os obtidos com o feixe negativo e positivo. Neste trabalho são analisados 15 milhões de eventos do feixe negativo. A opção por não utilizar o total de dados coletados foi feita com base no fato de ser o  $\Lambda$  uma partícula abundante e portanto ser possível fazer boas medidas com a fração de dados analisados. Destes eventos é preciso

Modo de Decaimento	Fração
$p \pi^-$	$(64.1 \pm 0.5) \%$
$n \pi^0$	$(35.7 \pm 0.5) \%$
$n \gamma$	$(1.02 \pm 0.33) \times 10^{-3}$
$p \pi^- \gamma$	$(8.5 \pm 1.4) \times 10^{-4}$
$p e^- \bar{\nu}_e$	$(8.34 \pm 0.14) \times 10^{-4}$
$p \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$(1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$

Tabela 4.1: Modos de Decaimento do  $\Lambda$ 

selecionar aqueles em que um  $\Lambda$  ou um  $\bar{\Lambda}$  foram criados. O  $\Lambda$  pode ser proveniente do decaimento de uma partícula charmosa ou de um híperon mais pesado ou então é criado diretamente na interação pion-núcleo. Nos dados, o  $\Lambda$  é identificado através dos produtos de seu decaimento. Ele não pode ser detetado diretamente por ser uma partícula neutra e de meia vida curta, não podendo atravessar todo o espectrômetro. Os modos de decaimento do  $\Lambda$  são listados na tabela 4.1. Neste trabalho é analisado o primeiro modo que além de ser o mais freqüente tem como produtos finais o  $p$  e o  $\pi^-$ , partículas carregadas e portanto de mais fácil deteção e identificação.

A seleção da amostra final de  $\Lambda$  é feita em três etapas descritas a seguir. Na primeira faz-se uma pré-seleção de eventos com candidatos a  $\Lambda$ . Destes eventos são selecionados os que foram produzidos pelo feixe de  $\pi^-$ . Finalmente, dentre estes eventos, é selecionada a amostra final com a qual serão feitas as medidas.

### 4.2.1 A Pré-Seleção da Amostra de $\Lambda/\bar{\Lambda}$

O  $\Lambda$ , dada sua meia vida ( $c\tau = 7.89 \text{ cm}$ ), em 80 % dos casos decai em uma região em que os traços do próton e do pion não podem mais ser reconstruídos com informações do SMD. Estes traços vão então fazer parte da lista de traços reconstruídos apenas pelas DCs. Pode-se portanto procurar o  $\Lambda$  em duas amostras separadas: a amostra do SMD e a da DC. Neste

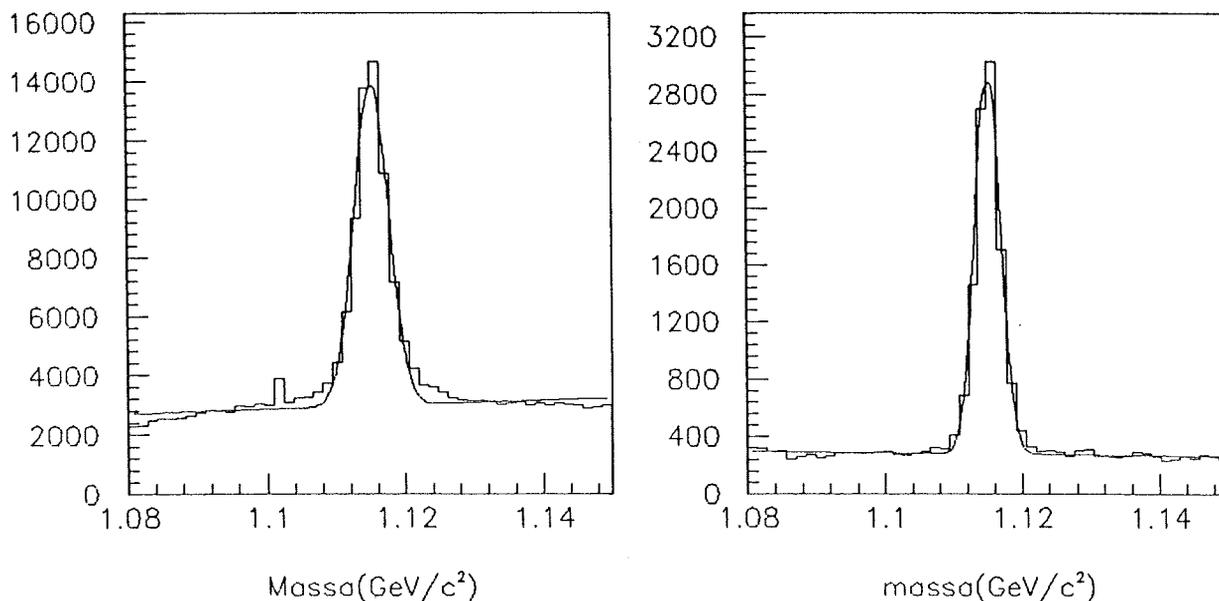


Figura 4.1: Sinais do  $\Lambda$  Recontruído a partir de Informações das DCs e do SMD (direita).

trabalho optou-se por trabalhar com a amostra do SMD. Apesar de menos numerosa, esta amostra tem traços mais bem determinados, um sinal mais bem definido e fácil de ajustar (como pode ser visto na figura 4.1) e o comportamento das variáveis cinemáticas como  $x_f$  é compatível com o obtido a partir do programa de simulação utilizado, descrito no final deste capítulo. A figura 4.2 mostra uma comparação entre as distribuições de  $x_f$  para os dados e a simulação para as amostras da DC e do SMD.

Para reconstruir um  $\Lambda$  a partir do próton e do pión de seu decaimento, é preciso procurar entre todos os traços de um evento dois de boa qualidade e cargas opostas. Em seguida é necessário identificá-los como próton ou pión e saber se o valor da massa invariante deste dois candidatos está em torno da massa do  $\Lambda$ . Por fim exige-se que suas trajetórias formem um vértice de boa qualidade. A seleção dos eventos é um compromisso entre rejeitar o máximo de eventos de *background* e ter um sinal numeroso de  $\Lambda$ . Isto é

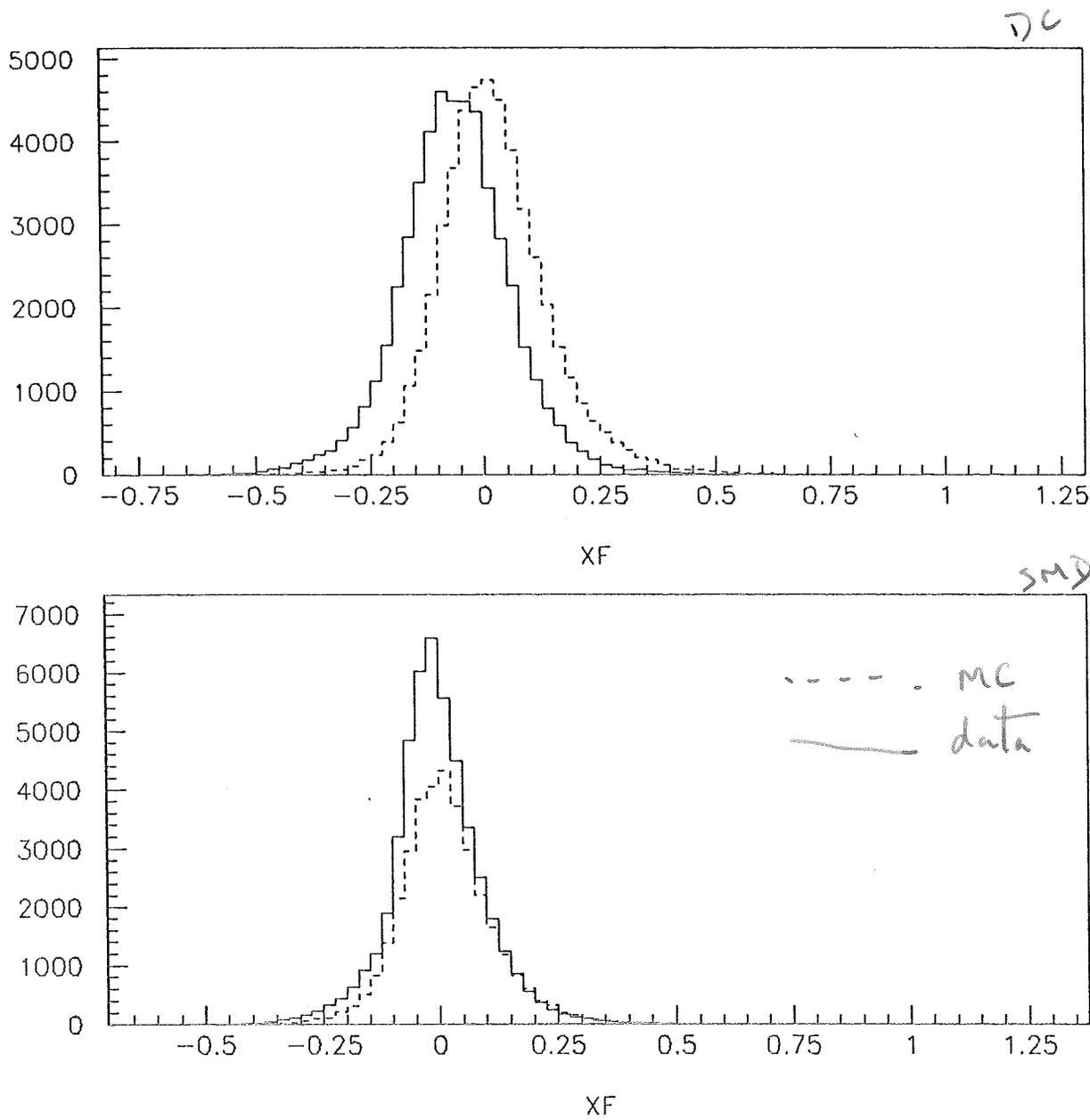


Figura 4.2: Comparação entre as Distribuições de  $x_f$  dos Dados e do MC (tracejado) para a Amostra da DC (acima) e do SMD.

feito utilizando eventos de simulação com os quais calculamos a eficiências dos critérios de seleção . Estes critérios de seleção serão detalhados a seguir.

### Qualidade do Traço

- Os dois traços produtos do decaimento do  $\Lambda$  devem ter JCAT igual a 3, 7 ou 15. Com isso está se trabalhando com traços cujo momento pôde ser determinado. Traços de categoria 1 são os que não atingiram o primeiro magneto.

### Identificação

- Identifica-se o traço de maior momento em módulo com o do próton já que, quando se faz um *boost* do sistema de repouso do  $\Lambda$  para o sistema do laboratório, o próton adquire mais momento segundo a equação:

$$\frac{P_{\pi}}{P_p} \approx \frac{\Delta m}{m_p} \quad (4.1)$$

onde  $\Delta m$  é a diferença entre a massa do  $\Lambda$  e a de seus produtos,  $m_p$  é a massa do próton,  $P_{\pi}$  é o momento do pion medido no laboratório e  $P_p$ , o do próton.

Este resultado é obtido aplicando-se as leis de conservação de momento e energia e usando o fato de que a diferença de massa  $\Delta m$  entre a massa do  $\Lambda$  e a de seus produtos é pequena e que a massa do próton é muito maior que a do pion.

- dos traços identificados como descrito no item anterior, são rejeitados aqueles cuja probabilidade Čerenkov do traço ser próton for menor do que 0.03 (vide figura 3.17) e a de ser pion, menor do que 0.2. Com estas exigências são cortados da análise os traços que foram identificados positivamente como não sendo a partícula desejada.

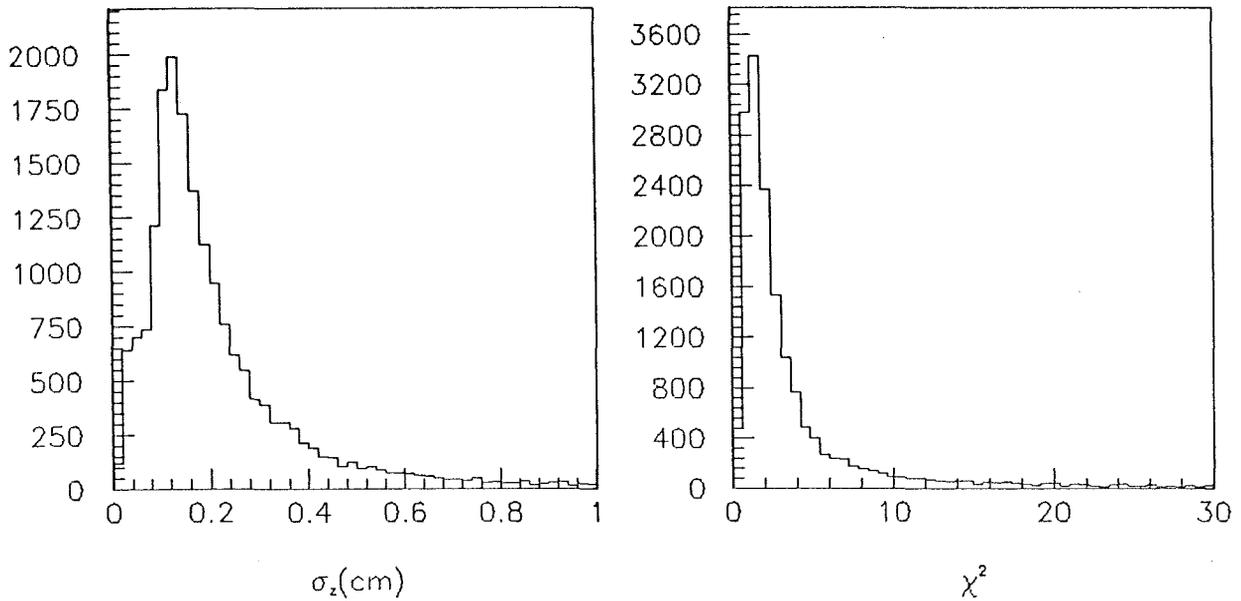


Figura 4.3: Distribuições de  $\chi^2$  e  $\sigma_z$  obtidas da Simulação .

#### Janela de Massa

- A massa invariante ( $m_\Lambda$ ) dos dois traços deve estar compreendida entre 1.070 e 1.160  $GeV/c^2$ .

#### Determinação do Vértice

- a posição do vértice primário deve estar compreendida entre -6 e -0.9  $cm$  para garantir que a interação ocorreu no alvo e não no contador de interações posicionado logo em seguida (figura 3.9).
- o erro na posição  $z$  do vértice secundário ( $\sigma_z$ ) deve ser menor do que 0.16  $cm$ . Além disto o  $\chi^2$  deste vértice deve ser menor do 15. A figura 4.3 mostra as distribuições destas variáveis obtidas da simulação antes de ser feito o corte mencionado. O corte em  $\sigma_z$  tem eficiência de 77% e o de  $\chi^2$ , de 93%.

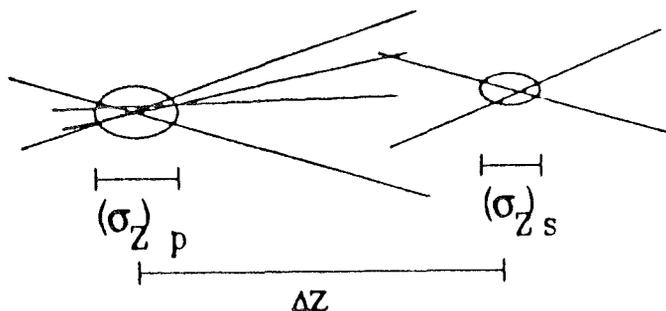


Figura 4.4: Ilustração do corte em SDZ

- a separação entre os vértices primário e secundário deve ter boa significância estatística. Para fazer um corte com esta condição utiliza-se a variável SDZ, definida como:

$$SDZ = \frac{z_{sec} - z_{pri}}{\sqrt{\sigma_{sec}^2 + \sigma_{pri}^2}} \quad (4.2)$$

onde  $z_{sec}$  e  $z_{pri}$  são as posições dos vértices secundário e primário e  $\sigma_{sec}$  e  $\sigma_{pri}$ , os erros nestas posições (figura 4.4).

A condição imposta sobre o SDZ é que ele seja maior do que 10. Com este corte, que tem uma eficiência de 95%, está se exigindo que a separação entre os vértices seja sempre dez vezes maior do que o erro combinado destes vértices. A figura 4.5 mostra a distribuição de SDZ obtida do sinal de simulação (esquerda) e a mesma distribuição para o *background* dos dados reais. Nota-se que as distribuições são bem diferentes e que o corte atinge grande parte dos eventos de *background* ao contrário do que ocorre com os eventos do sinal.

Este conjunto de cortes reduziu em 25 vezes uma amostra de aproximadamente  $1.5 \times 10^7$

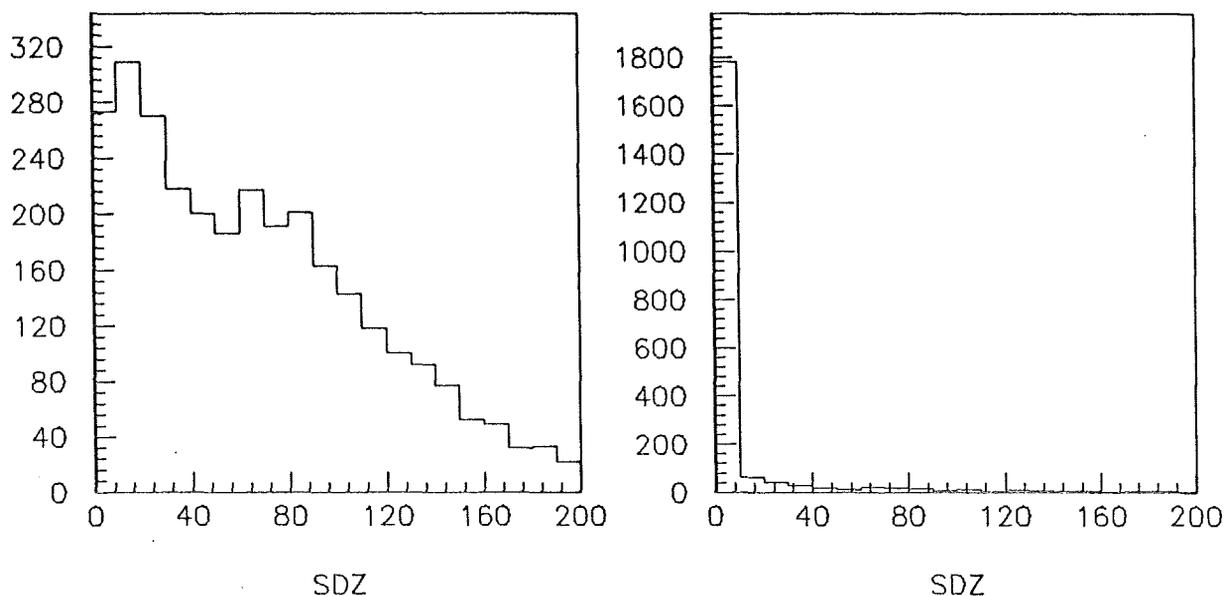


Figura 4.5: SDZ para o Sinal de MC (esquerda) e para o *Background* de Dados.

eventos. Desta amostra reduzida, são selecionados os eventos que foram induzidos por  $\pi^-$ . Isto é feito a partir de um código [14] que utiliza informações do DISC e do TRD para calcular a probabilidade da partícula do feixe ser p,  $\pi$  ou k. Os eventos selecionados foram aqueles em que probabilidade de um pion ter induzido a reação fosse maior do que 90%.

### 4.3 A Amostra Final de $\Lambda/\bar{\Lambda}$

Com o objetivo de reduzir ainda mais o número de eventos que compõe o *background* do espectro de massa do sistema p  $\pi$ , são utilizados os seguintes critérios de seleção :

- que o parâmetro de impacto (DIP) do momento reconstruído do  $\Lambda$  em relação ao vértice primário (figura 4.6) não ultrapasse  $200 \mu\text{m}$ . Com este corte tenta-se confirmar que os dois traços referentes ao p e ao  $\pi$  vieram de um decaimento de

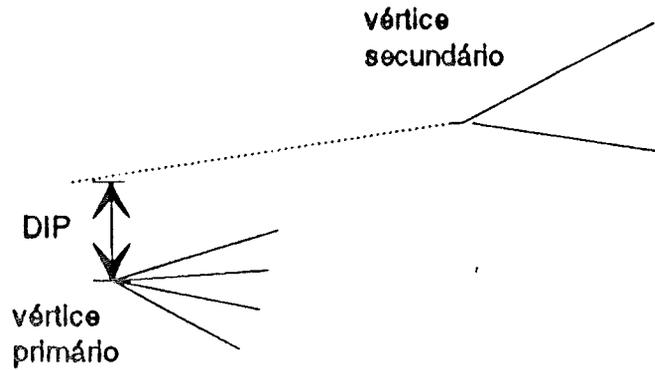


Figura 4.6: Ilustração do corte em DIP

uma partícula produzida no vértice primário e portanto não são uma combinação aleatória qualquer. Para se ter uma idéia do que representa o valor deste corte, pode-se compará-lo com o valor da resolução do SMD para determinação de vértices no plano XY que é de  $\approx 20 \mu m$ . Este corte tem uma eficiência de 80%.

- que os dois traços passem mais perto do vértice secundário do que do primário. Para fazer este corte utiliza-se a razão RAT definida como:

$$RAT = \prod_{i=1,2} \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i} \quad (4.3)$$

onde  $(b_s)_i$  e  $(b_p)_i$  são os parâmetros de impacto de um traço  $i$  em relação ao vértice secundário e primário respectivamente (figura 4.7). RAT deve ser pequena indicando que os traços passaram mais perto do vértice secundário do que do vértice primário. O corte exigido foi  $RAT < 0.01$  (com eficiência de 82%). De novo pode-se comparar este valor com a resolução em XY do SMD para o vértice primário e ainda com a distribuição de  $\sigma_T$ , o erro no plano XY do vértice secundário. A média desta distribuição é de  $50 \mu m$  (figura 4.8). Utilizando este valor para  $(b_s)_1$  e  $(b_s)_2$  e RAT

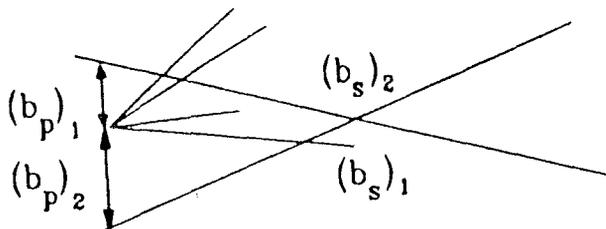


Figura 4.7: Ilustração do corte em RAT

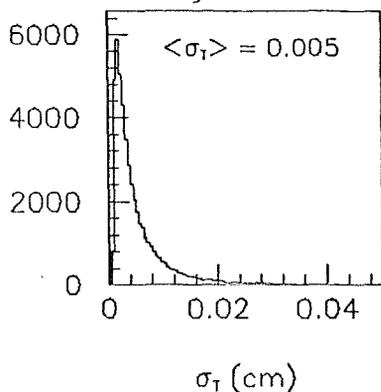


Figura 4.8: Distribuição de  $\sigma_T$

= 0.01 temos  $(b_p)_1$  e  $(b_p)_2 \approx 500 \mu m$  que já é muito maior que o valor da resolução do SMD.

A figura 4.9 mostra as distribuições de DIP e RAT obtidas da simulação antes de serem feitos os cortes descritos acima.

Com estes últimos critérios de seleção é formada a amostra final de  $\Lambda$ . A tabela 4.2 resume os valores de todos os cortes utilizados. As variáveis Prob  $\pi$  e Prob p são as probabilidades Čerenkov do pion e do próton respectivamente.

Um procedimento usual para a determinação do valor dos cortes é o de maximizar a razão  $\frac{S}{\sqrt{B}}$ \* com o objetivo de realçar o sinal. Com este procedimento trabalha-se com

\*S é o número de eventos no sinal de Monte Carlo e B, no *background* dos dados.

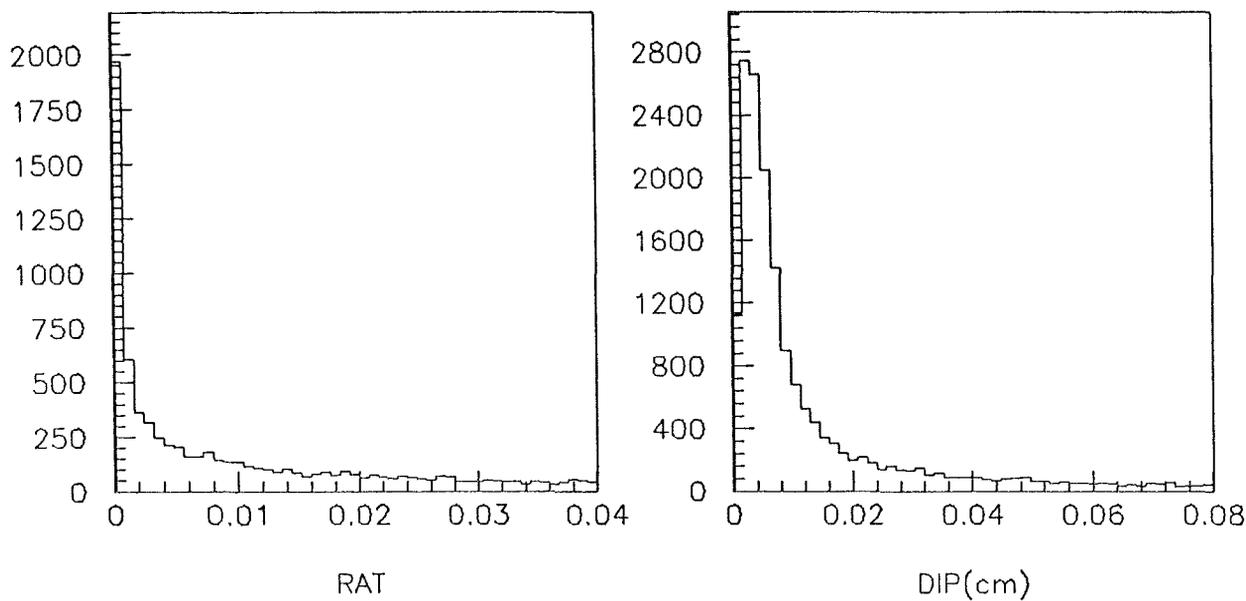


Figura 4.9: Distribuições de RAT e DIP obtidas da Simulação .

Variável	Corte
JCAT	3, 7, 15
Prob $\pi$	$> 0.2$
Prob p	$> 0.03$
$z_{pri} (cm)$	$> -6$ e $< -0.9$
$m_{\Lambda} (GeV/c^2)$	$> 1.070$ e $< 1.160$
$\sigma_z (cm)$	$< 0.16$
$\chi^2$	$< 15$
SDZ	$> 10$
DIP	$< 200 \mu m$
RAT	$< 0.01$

Tabela 4.2: Valor dos Cortes Utilizados na Pré-Seleção de  $\Lambda$

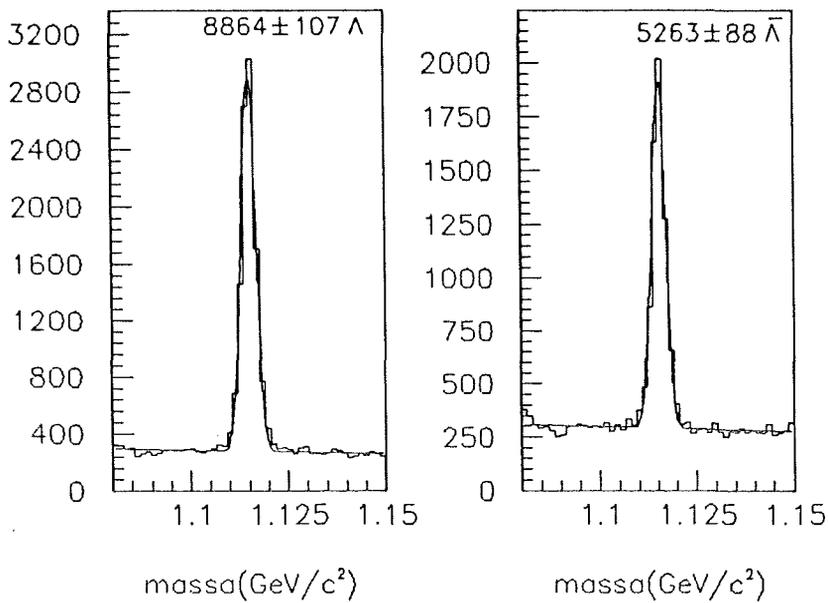


Figura 4.10: Sinais do  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$

Parâmetro	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
massa ( $\text{GeV}/c^2$ )	$1.11515 \pm 0.00002$	$1.11541 \pm 0.00003$
largura ( $\text{GeV}/c^2$ )	$(0.184 \pm 0.002) \times 10^{-2}$	$(0.180 \pm 0.003) \times 10^{-2}$
$n^\circ$ de eventos	$8864 \pm 107$	$5263 \pm 88$

Tabela 4.3: Resultados do Ajuste para o  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$

uma eficiência menor para os cortes e pode-se introduzir erros sistemáticos na análise. Como no caso do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  obtêm-se sinais de alta estatística, não é necessário adotar este procedimento. Optou-se por trabalhar com cortes mais frouxos e com uma eficiência maior.

A figura 4.10 mostra os sinais do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  obtidos após estas três fases de seleção. O ajuste por mínimos quadrados do histograma de massa mostrado é a soma de uma função linear para o *background* e uma gaussiana para o sinal. Os valores resultantes deste ajuste para a massa, largura e número de eventos do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  estão listados na tabela 4.3

## 4.4 A Simulação da Experiência

O espectrômetro não é capaz de detetar todos os  $\Lambda$  produzidos nas interações. Para, a partir do número de eventos observados, obter-se o número de eventos produzidos, é preciso ter um programa que simule a produção e detecção de partículas na experiência. Este programa é comumente chamado de Monte Carlo.

O Monte Carlo da *E769* utiliza o PYTHIA 4.8 [29] para gerar a interação entre a partícula do feixe e o alvo. Em seguida a rotina JETSET 6.3 [30] é chamada para hadronizar os pártons em partículas observáveis e especificar seus momentos, energias, etc. Esta hadronização é feita com base no modelo de fragmentação de LUND [31].

Um conjunto de rotinas é então chamado para simular o detetor da experiência. Estas rotinas fazem a extrapolação das trajetórias das partículas através do espectrômetro, simulam o decaimento das partículas instáveis e seus espalhamentos múltiplos, as interações secundárias e o desvio sofrido pelas partículas ao passar pelos magnetos. Estas informações são armazenadas no que se chama de *Tabela Verdade*.

Em seguida, os eventos obtidos são colocados no formato dos dados da *E769* pelo programa *Digitalizador*. Este programa leva em conta as eficiências e os ruídos dos detetores e seus canais mortos.

A figura 4.11 mostra o sinal obtido para o  $\Lambda$  e para o  $\bar{\Lambda}$  a partir dos eventos de Monte Carlo. O valor dos parâmetros obtidos ao se ajustar as curvas é dado pela tabela 4.4.

Comparando as tabelas 4.3 e 4.4, vê-se que há diferença entre os valores para a massa e para a largura. A massa, no caso do Monte Carlo, é apenas um dado de entrada do programa. Por esta razão, nos ajustes que serão feitos daqui pra frente, a massa será

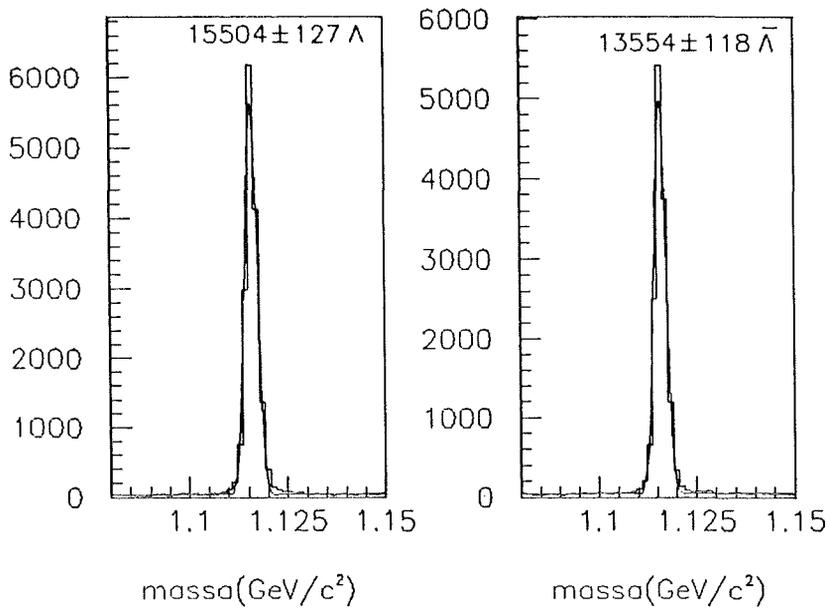


Figura 4.11: Sinais do  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  obtidos a partir da Simulação

Parâmetro	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$
massa ( $\text{GeV}/c^2$ )	$1.11596 \pm 0.00002$	$1.11598 \pm 0.00001$
largura ( $\text{GeV}/c^2$ )	$(0.152 \pm 0.001) \times 10^{-2}$	$(0.151 \pm 0.001) \times 10^{-2}$
$n^\circ$ de eventos	$15504 \pm 127$	$13554 \pm 118$

Tabela 4.4: Resultados do Ajuste para o  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  dos Eventos de Simulação

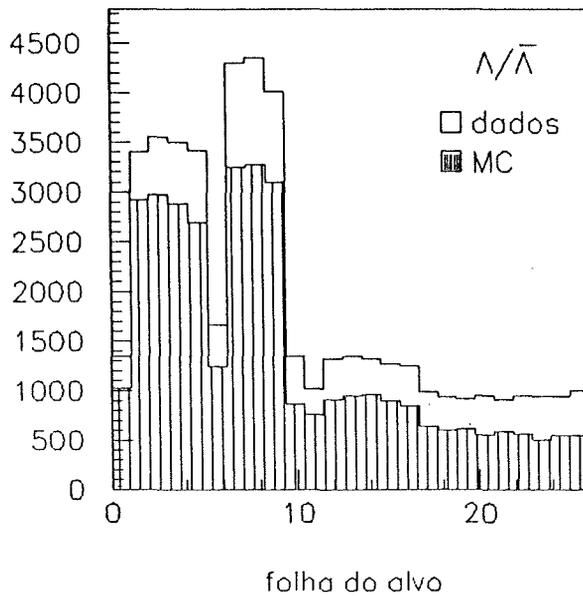


Figura 4.12: Distribuição do Número de  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  por Folha do Alvo

fixada no valor medido. A diferença entre esses valores pode ser devida a algum efeito de calibração na medida dos momentos feita pelo espectrômetro. No caso da largura, o procedimento será o de fixá-la no valor fornecido pelo Monte Carlo mais  $0.3 \text{ MeV}$ , já que esta é a diferença entre o valor medido e o simulado. Este procedimento é usado também para o estudo de outras partículas medidas na experiência e os erros sistemáticos decorrentes deste método serão discutidos no próximo capítulo.

O Monte Carlo simula bem o número de  $\Lambda$  (ou  $\bar{\Lambda}$ ) produzidos por folha do alvo, como pode ser visto na figura 4.12. Nesta figura não se está distinguindo entre  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$ , já que as distribuições são semelhantes nos dois casos.

Com este Monte Carlo pode-se corrigir os dados pela *acceptância* do espectrômetro, o que é necessário para se fazer as medidas de seção de choque. A *acceptância* (ACC) é definida como sendo a razão entre o número de eventos de simulação que o programa de

análise reconstrói (figura 4.11) e o número de eventos gerados:

$$ACC = \frac{\text{sinhal do } \Lambda \text{ obtido dos eventos de Monte Carlo}}{n^{\circ} \text{ de eventos gerados}} \quad (4.4)$$

Os valores para a *acceptância* serão discutidos no próximo capítulo.

# Capítulo 5

## Dependência em $A$

Neste capítulo são apresentados os resultados da dependência no número de massa ( $A$ ) para a produção de  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$ . A seção de choque relativa (entre os quatro elementos do alvo) é calculada utilizando eventos induzidos pelo feixe de pions negativos a  $250 \text{ GeV}/c$  incidindo no alvo segmentado da  $E769$  descrito no capítulo 3. Para avaliar a dependência em  $A$  emprega-se a parametrização usual da seção de choque:

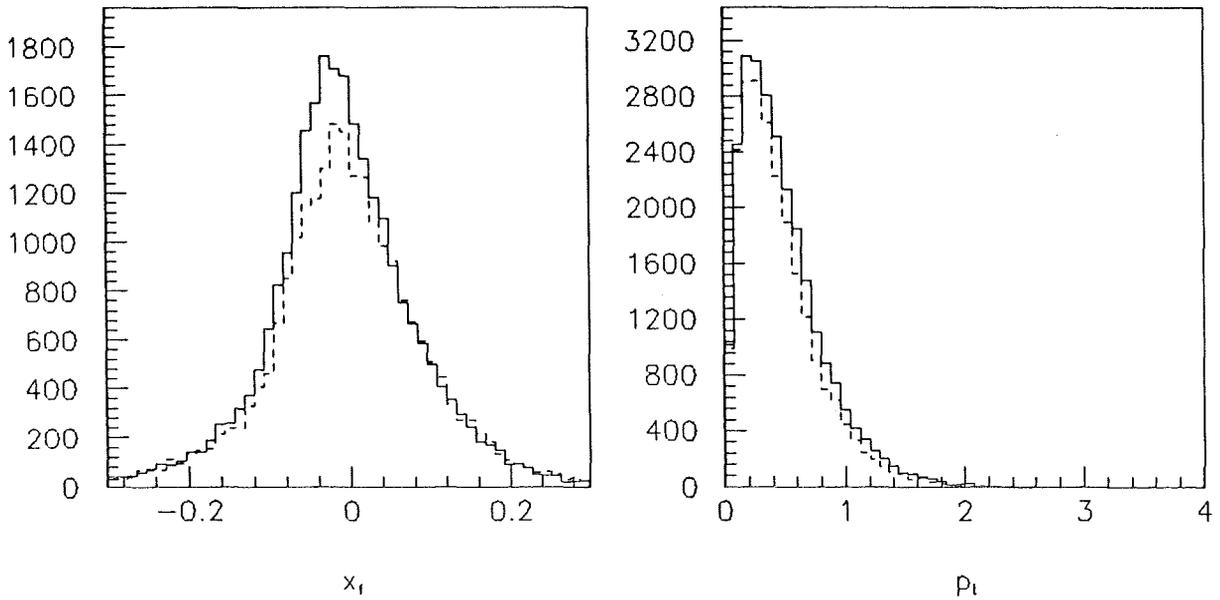
$$\sigma_A = A^\alpha \sigma_{A=1} \quad (5.1)$$

Obtem-se medidas de  $\alpha(x_f)$  e  $\alpha(p_t)$ , assim como do  $\alpha$  médio para a região cinemática a que se tem acesso neste experimento:  $p_t < 2 \text{ GeV}/c$  e  $-0.2 < x_f < 0.3$ . As distribuições de  $x_f$  e  $p_t$  para o  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  obtidas dos dados são mostradas na figura 5.1.

São apresentados também resultados da razão entre o número de  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  produzidos por alvo. Por fim, os resultados são comentados no contexto das medidas já conhecidas.

### 5.1 A Seção de Choque de Produção

A seção de choque de produção –  $\sigma(\pi A \rightarrow \Lambda X)$  – por núcleo é dada por:


 Figura 5.1: Distribuições de  $x_f$  e  $p_t$  do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  (tracejado)

$$\sigma(\pi A \rightarrow \Lambda X) = \frac{N_{obs} A}{ACC \rho N_A t N_{inc} B(\Lambda \rightarrow p\pi)} \quad (5.2)$$

onde  $N_{obs}$  é o número de  $\Lambda$  ou  $\bar{\Lambda}$  observados entre todos os que foram produzidos em cada alvo;  $ACC$  é a aceitação por alvo;  $\rho$  é a densidade do alvo,  $t$  sua espessura;  $A$  é o número de massa do elemento do alvo;  $N_{inc}$  é o número de partículas incidentes no alvo em questão e  $B(\Lambda \rightarrow p\pi)$  é a fração dos  $\Lambda$  que decaem segundo este modo (tabela 4.1). Para o cálculo da seção de choque considera-se o conjunto de folhas de um mesmo elemento como um só alvo. Não são consideradas as folhas de berílio que se encontram entre folhas de um outro elemento (vide figura 3.9).

Como descrito no capítulo anterior, obtém-se  $N_{obs}$  a partir dos dados e  $ACC$  da simulação. A tabela 5.1 lista os valores usados para  $\rho$  e  $t$ . Cálculos feitos em [16] mostram que é desprezível a variação do número de partículas incidentes na primeira e na última folha

Material	$t$ (mm)	$\rho$
Be	$2.604 \pm 0.033$	1.85
Al	$1.261 \pm 0.008$	2.70
Cu	$0.761 \pm 0.006$	8.96
W	$0.383 \pm 0.008$	19.3

Tabela 5.1: Espessura e Densidade dos Alvos

do alvo. Por este motivo não é necessário computar  $N_{inc}$  para obter-se a dependência em  $A$ .

Aplicando esses valores na equação 5.2 tem-se então a seção de choque por alvo a menos da normalização. Para obter o valor do parâmetro  $\alpha$  definido em 5.1 basta fazer o gráfico  $\log \sigma \times \log A$  e  $\alpha$  é a inclinação da reta que se ajusta aos pontos:

$$\log \sigma_A = \log \sigma_{A=1} + \alpha \log A \quad (5.3)$$

A figura 5.2 mostra os sinais do  $\Lambda$  obtidos por alvo e a figura 5.3 mostra o mesmo para o Monte Carlo. Os ajustes destes sinais foram feitos pelo método comentado anteriormente. As aceptâncias para o  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  por folha do alvo e por região de  $x_f$  e  $p_t$  calculadas segundo 4.4 são mostradas na figura 5.4. A aceptância mostrada por folha do alvo é feita integrando-se sobre todo o espaço de fase. A partir do Monte Carlo espera-se que a maioria dos  $\Lambda$  sejam produzidos com  $x_f$  negativo, região aonde a eficiência do detetor é mais baixa. Por isto a aceptância do  $\Lambda$  é menor que a do  $\bar{\Lambda}$ , cuja produção é central. A figura 5.5 mostra uma comparação entre as distribuições geradas pela simulação para o  $\Lambda$  e para o  $\bar{\Lambda}$ . Pode-se notar que na região negativa a baixa aceptância afeta muito mais o  $\Lambda$  do que o  $\bar{\Lambda}$ .

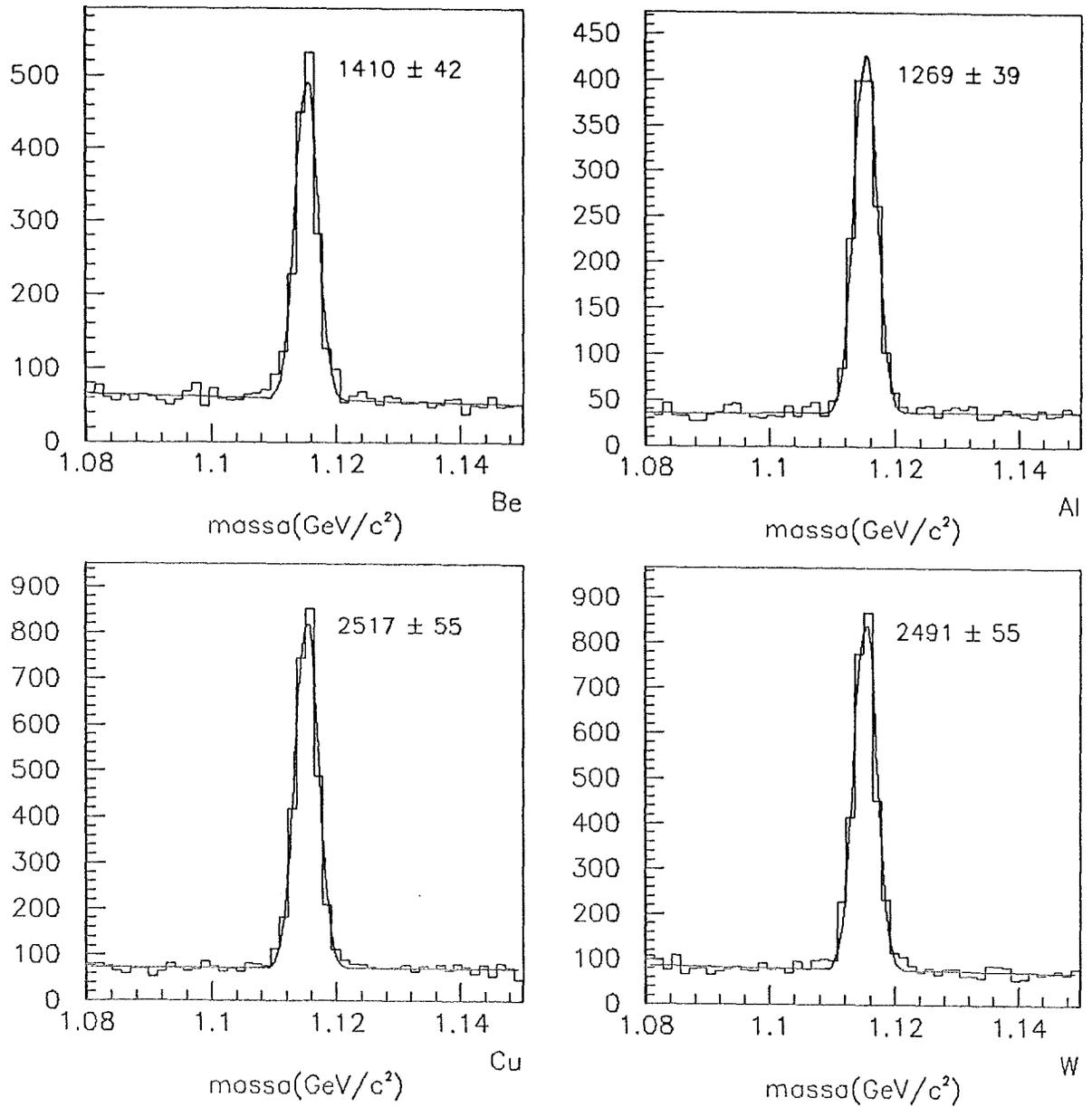


Figura 5.2: Sinais do  $\Lambda$  nos 4 Alvos da Experiência

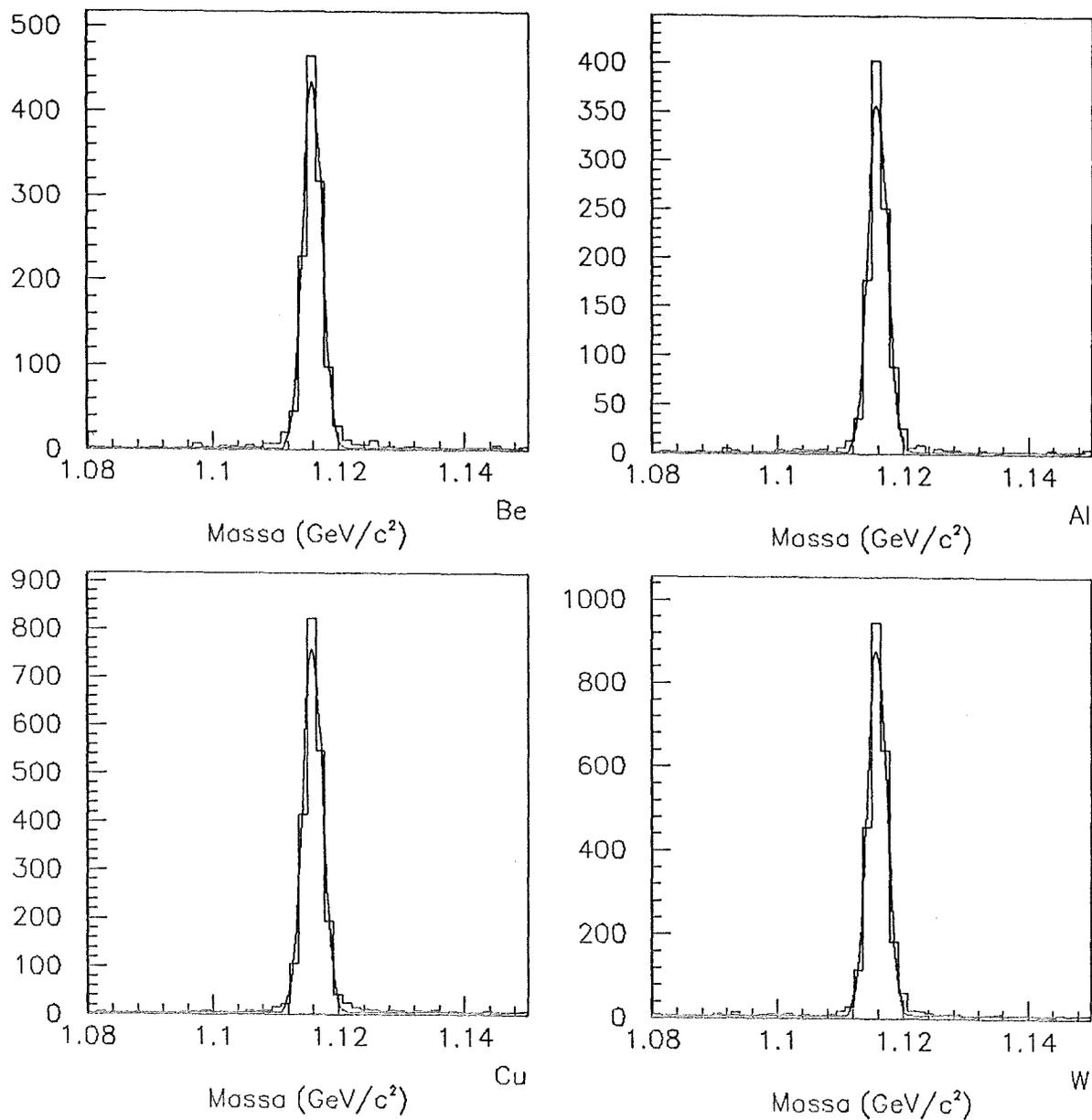


Figura 5.3: Sinais do  $\Lambda$  nos 4 Alvos da Experiência Obtidos da Simulação

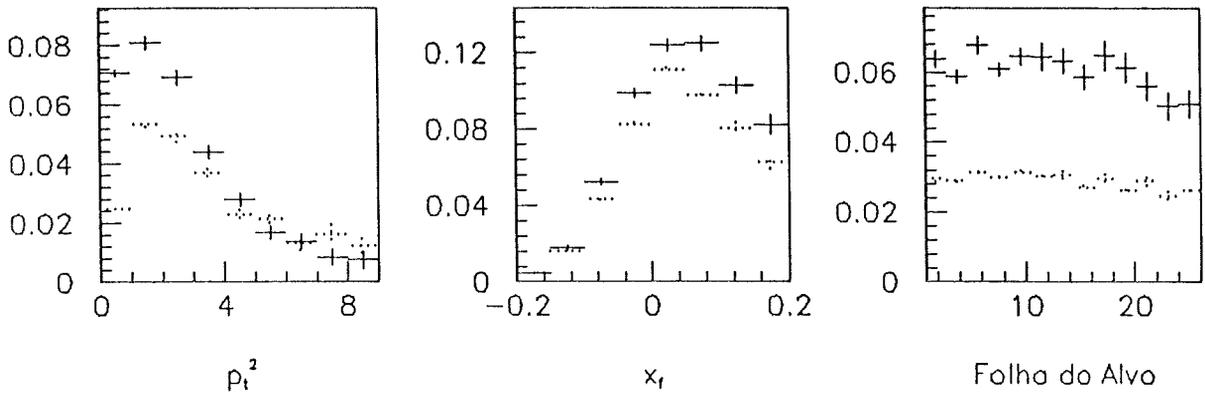


Figura 5.4: Aceptância por Folha do Alvo e por Região de  $x_f$  e  $p_t$  para o  $\Lambda$  (tracejado) e  $\bar{\Lambda}$

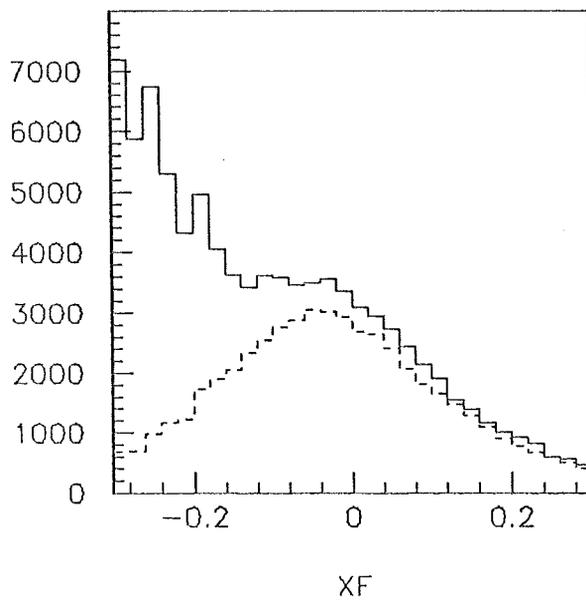


Figura 5.5: Distribuições de  $x_f$  geradas pela simulação para o  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  (tracejado)

## 5.2 A Correção da Eficiência do *Trigger*

O programa de Monte Carlo não simula o *trigger* da experiência. Por este motivo é necessário corrigir a aceitação para calcular a seção de choque. Esta correção é feita multiplicando-se cada evento de Monte Carlo por um peso que fornece a probabilidade de que este evento pudesse disparar o *trigger*, ou seja, que simula a eficiência do *trigger*.

Para parametrizar a eficiência do *trigger* de energia transversa optou-se por utilizar a variável  $pt_{715}$  definida como sendo a soma dos momentos transversos em relação ao eixo  $z$  de todos os traços carregados de categoria (indicada pela variável JCAT (página 44)) 7 ou 15 (traços que atingiram os calorímetros). Esta variável se mostrou mais adequada para esta parametrização do que a própria energia transversa medida pelos calorímetros.

As razões são as seguintes:

- o intervalo de tempo de integração do sinal nos calorímetros é cerca de duas vezes maior que o das DCs, possibilitando que a energia de dois eventos consecutivos fosse computada como sendo de um mesmo evento. Esta possibilidade é bastante reduzida no caso das DCs.
- os traços de categoria 7 ou 15 são os traços que percorreram todo o espectrômetro e atingiram os calorímetros.

O procedimento para se obter a função que será usada para multiplicar os eventos de simulação é o de dividir a distribuição (utilizando os dados reais) da variável  $pt_{715}$  para os eventos que satisfazem o *trigger* de energia transversa pela distribuição dos que satisfazem o *trigger* de interação. Escolhe-se uma função de ajuste para esta divisão e o

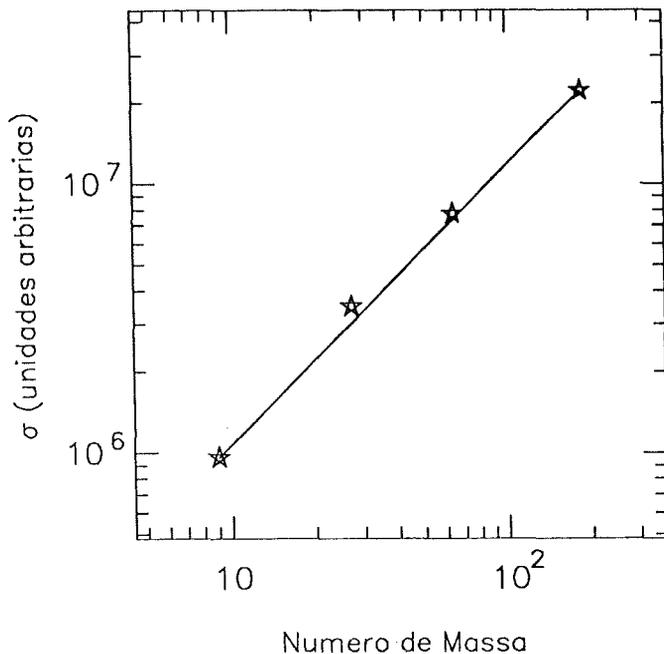


Figura 5.6: Seção de Choque versus  $A$  para o  $\Lambda$

ajuste fornece os parâmetros que serão utilizados. A função escolhida é a seguinte:

$$Eff(pt715) = p4 - \frac{p3}{1 + \exp\left(\frac{pt715 - p1}{p2}\right)} \quad (5.4)$$

onde  $p1$ ,  $p2$ ,  $p3$  e  $p4$  são parâmetros livres no ajuste.

Este procedimento é uma fonte de erros sistemáticos. Uma estimativa do efeito deste método sobre os resultados será feita nas próximas seções.

### 5.3 Valores de $\alpha$

Na figura 5.6 são indicados, em unidades arbitrárias, as seções de choque de produção de  $\Lambda$  medidas para todo o espaço de fase acessível nesta experiência, para cada um dos alvos. Ajustando-se os pontos medidos a uma reta de acordo com a equação 5.1, calcula-se o valor do parâmetro  $\alpha$ . A tabela 5.2 lista os valores de  $\alpha$  assim obtidos tanto para o  $\Lambda$  como para o  $\bar{\Lambda}$  e também os valores obtidos quando divide-se a amostra de  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$  nas

	$\alpha(\text{total})$	$\alpha(x_f > 0)$	$\alpha(x_f < 0)$
$\Lambda$	$1.03 \pm 0.02$	$0.99 \pm 0.02$	$1.07 \pm 0.02$
$\bar{\Lambda}$	$1.01 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.03$	$1.08 \pm 0.03$

Tabela 5.2: Valores de  $\alpha$ 

regiões de  $x_f$  positivo e negativo. O valor de  $\alpha$  é em média maior para a região onde  $x_f$  é negativo. Este fato vem confirmar a idéia de que na região negativa efeitos nucleares como o de reespalhamento dentro do núcleo podem ter importância, podendo o  $\alpha$  ter um valor superior à unidade. Pode-se notar que dentro da precisão destas medidas não observa-se diferença entre os valores de  $\alpha$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$ .

## 5.4 A Dependência de $\alpha$ com $x_f$ e $p_t$

Para estudar a dependência do parâmetro  $\alpha$  com  $x_f$  e  $p_t$  divide-se o sinal do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  por intervalos destas variáveis, levando-se em conta que deve-se trabalhar com um número de eventos razoável para manter a qualidade da medida. Por limitação estatística a análise da dependência de  $\alpha$  com  $x_f$  é feita integrando sobre todos os valores de  $p_t$ . Um procedimento análogo é utilizado para o estudo da dependência em  $p_t$ . O resultado desta análise é mostrado nas figuras 5.7 e 5.8. Na figura 5.7 vê-se que  $\alpha$  decresce com  $x_f$ . Para  $x_f$  negativo o valor é superior à unidade, passando por 1 em torno de  $x_f = 0$  e chegando a um valor em torno de 0.8 para  $x_f \approx 0.3$ . Por questão de estatística só é mostrado nesta figura o resultado para o  $\Lambda$  na região entre  $0.2 < x_f < 0.3$ .

As medidas mostradas na figura 5.8 parecem indicar que não há uma forte dependência de  $\alpha$  com  $p_t$  tanto para o  $\Lambda$  como para o  $\bar{\Lambda}$ . Os valores de  $\alpha$  ficam, então, em torno de  $\alpha \approx 1$ , compatíveis com o  $\alpha$  total medido.

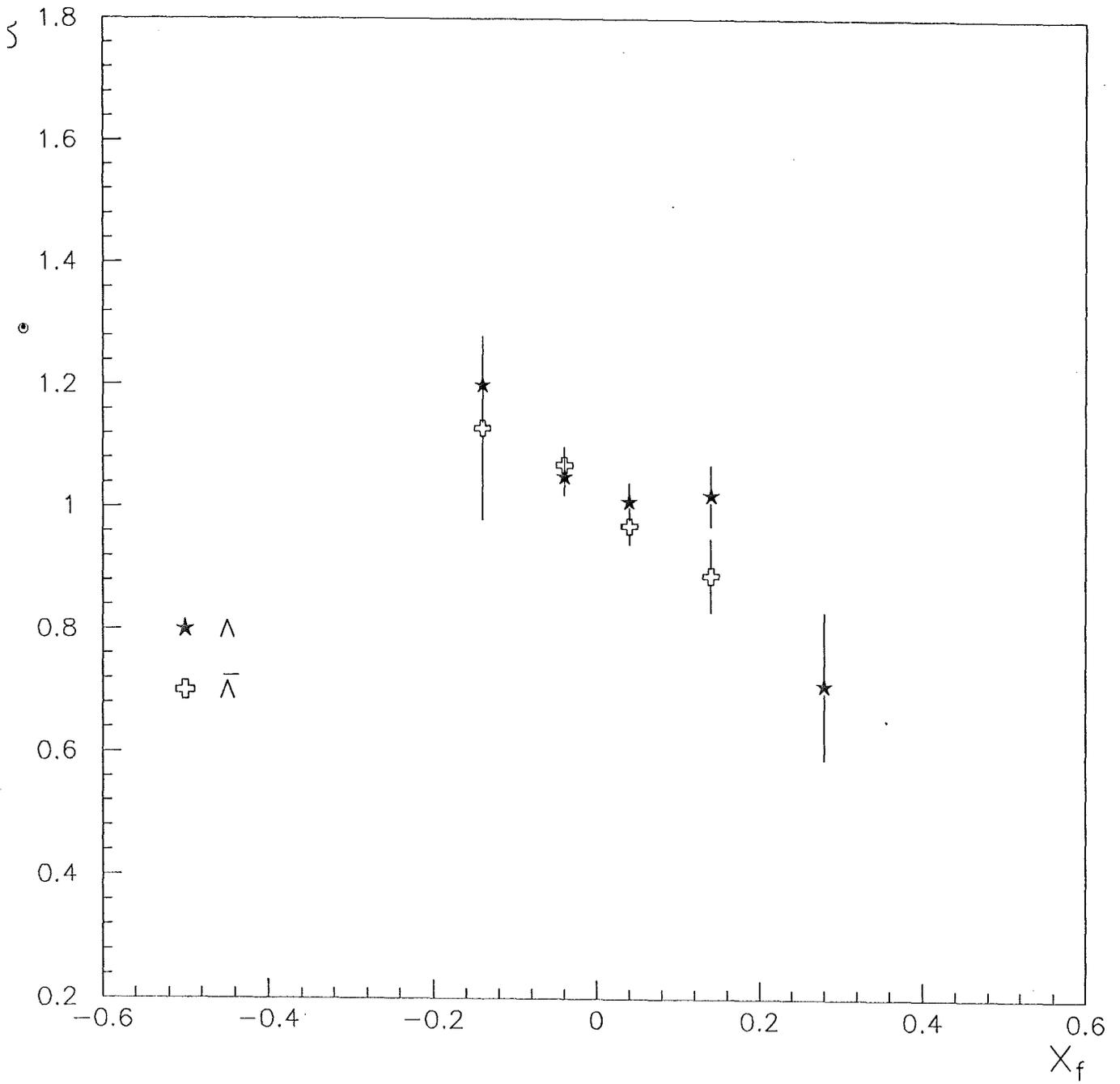


Figura 5.7:  $\alpha$  como função de  $x_f$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$

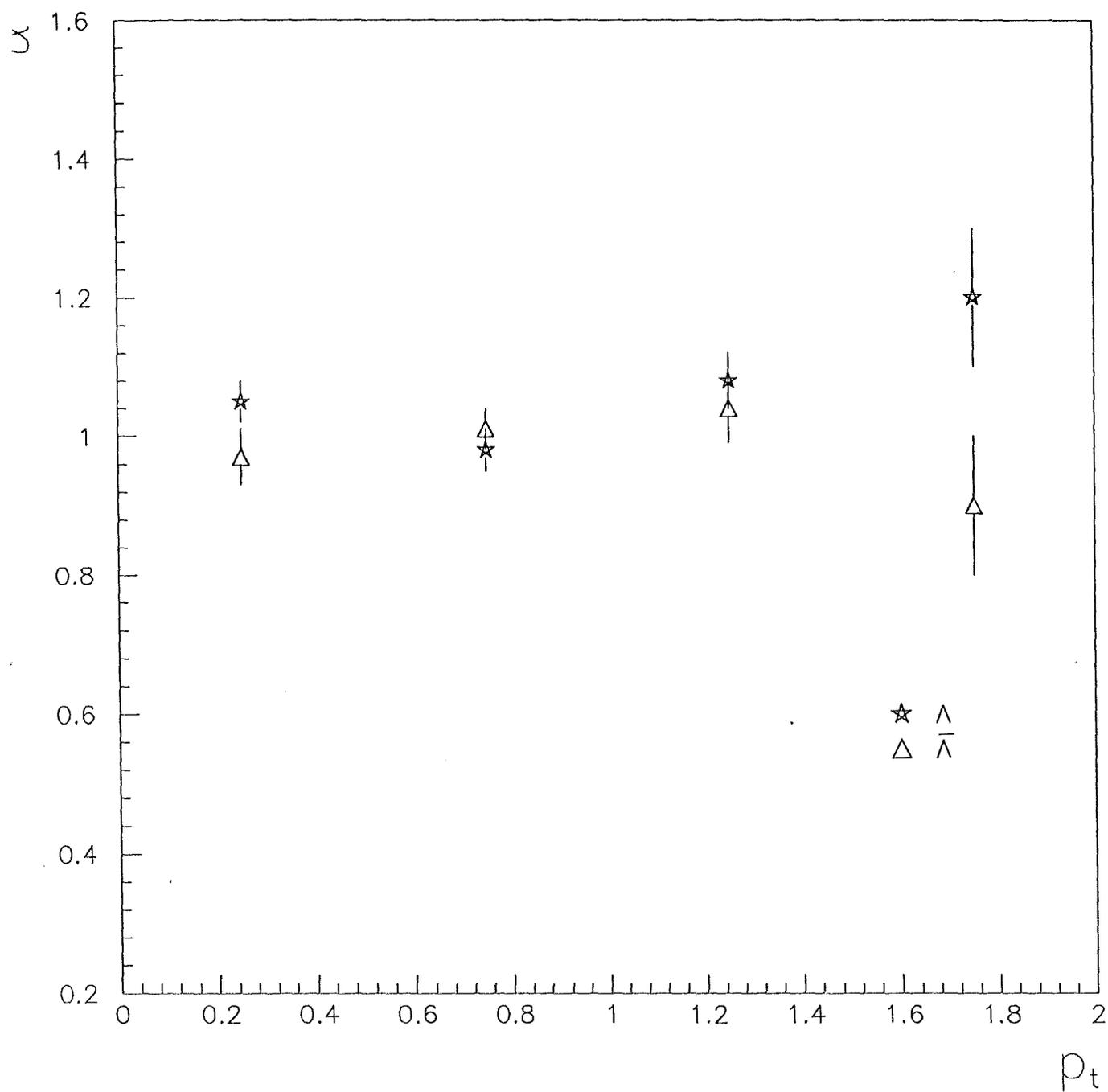


Figura 5.8:  $\alpha$  como função de  $p_t$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$

	Erro Sistemático
Método de ajuste do sinal	0.003
Largura do sinal	0.003
Correção do <i>trigger</i>	0.005
Valor dos cortes	0.002

Tabela 5.3: Erros Sistemáticos

## 5.5 Erros Sistemáticos

As possíveis fontes de erros sistemáticos para o valor de  $\alpha$  são descritas a seguir:

- a) Método de ajuste dos sinais: o método utilizado para todas as medidas foi o de  $\chi^2$ . Estima-se o erro sistemático associado ao método de ajuste calculando o  $\alpha$  utilizando o método de *Maximum Likelihood* para ajustar os sinais.
- b) Valor em que se fixa a largura do sinal no ajuste: faz-se a medida do valor de  $\alpha$  deixando livre o parâmetro que fornece a largura dos sinais e compara-o com o valor obtido com o método de fixar a largura descrito no capítulo 4.
- c) Correção da eficiência do *trigger*: compara-se a medida com e sem a correção.
- d) Valor dos cortes utilizados: calcula-se a o valor de  $\alpha$  obtido com diferentes conjuntos de cortes.

A tabela 5.3 lista a estimativa para os erros sistemáticos.

Como os erros sistemáticos são uma ordem de grandeza menor do que os erros estatísticos, estes não são mostrados nos resultados.

## 5.6 Comparação com outros Experimentos

Os valores medidos para o  $\alpha$  total do  $\Lambda$  são compatíveis com os valores relatados na referência [13], como pode ser visto na tabela 2.2. Esta referência, no entanto, não especifica a região do espaço de fase em que a medida foi feita.

Na figura 5.9 são mostrados, junto com os resultados deste trabalho, os resultados obtidos com o espectrômetro  $\Omega'$  do CERN [3]. Estes pontos são os que aparecem na figura 2.4. Este experimento tem acesso a uma região cinemática complementar à deste trabalho. Como pode ser visto, as duas experiências apresentam resultados compatíveis tanto para o  $\Lambda$  como para o  $\bar{\Lambda}$  confirmando a esperada queda do valor de  $\alpha$  com  $x_f$ . A curva tracejada que ajusta a função  $\alpha(x_f)$  para o feixe de pions é obtida da equação 2.3 alterando-se arbitrariamente os parâmetros dos termos constante e linear: ao termo constante adicionou-se 0.2 e ao linear, 0.25. A curva para prótons cuja equação é dada por 2.3, pode ser vista na figura 2.1. Constata-se que os valores de  $\alpha$  para o feixe de pions são superiores aos do feixe de prótons como é mencionado no capítulo 2. É ressaltado, ainda na referência [3], que há uma diferença entre os valores de  $\alpha$  para bárions e anti-bárions à energia do experimento ( $30 \text{ GeV}/c$ ). Segundo o modelo citado nesta referência, entretanto, esta diferença desapareceria para energias acima de  $150 \text{ GeV}/c$ . No presente trabalho não se mede qualquer diferença entre os valores de  $\alpha$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$ .

A comparação das medidas de  $\alpha$  como função de  $p_t$  do presente trabalho com resultados de outras experiências é complicada porque medidas anteriores foram feitas somente para valores fixos de  $x_f$  e com feixe de prótons. Os resultados destas medidas podem ser vistos na figura 2.5. O quadro para  $0.2 < x_f < 0.8$  [10] é o de que  $\alpha$  cresce com  $p_t$ . Este

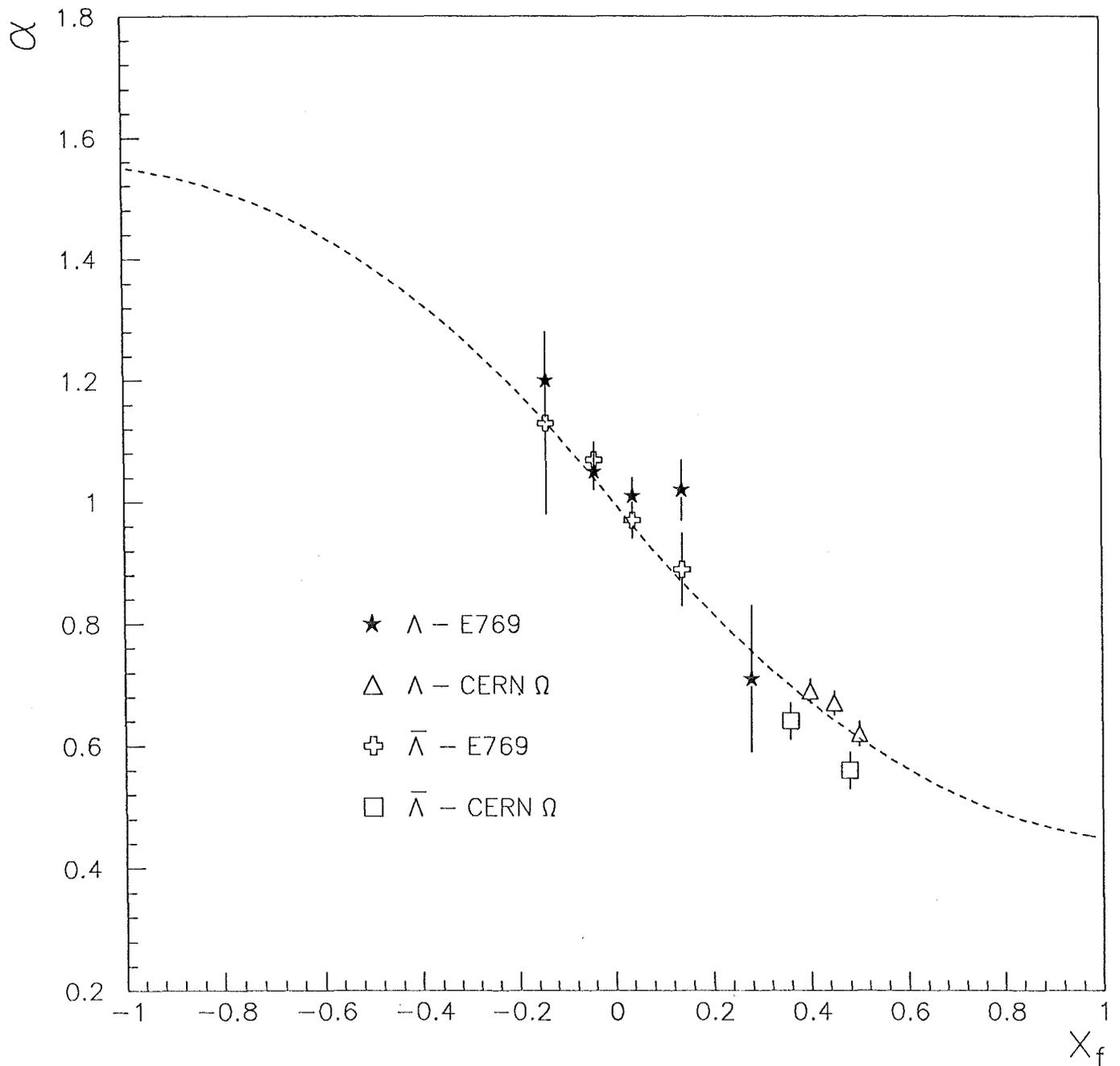


Figura 5.9:  $\alpha$  como função de  $x_f$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$

comportamento não é observado no presente trabalho, como pode ser visto na figura 5.8.

## 5.7 A Razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$

Como é citado em [2] os dados para feixe de prótons na região de  $x_f$  positivo indicam que a razão entre  $K_s^0$  e  $\Lambda$  (figura 2.6) por exemplo não apresenta dependência em  $A$ , ou seja, que o valor de  $\alpha$  é o mesmo para as duas partículas. Isto se repete para várias outras razões de produção. Este não é um fato esperado, já que o modo de produção pode ser bem diferente para diferentes partículas, como pode ser visto na figura 2.2.

Neste trabalho é medida a razão entre o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$  na região :  $-0.2 < x_f < 0.3$  para os quatro alvos da experiência. O resultado desta medida é mostrado na figura 5.10.

Os resultados são coerentes com uma não-dependência em  $A$ . Este fato vem corroborar com a idéia de um longo tempo de formação dos hádrons produzidos, que se formariam fora do alvo não sofrendo grande influência do meio nuclear. Esta idéia se aplica a hádrons denominados rápidos. Isto talvez não mais seja verdade para hádrons que estiverem na região de  $x_f \approx -1$ , pois estes seriam os hádrons mais lentos. No entanto, não há medidas nesta região .

O fato da razão cair quando  $x_f$  tende para a região negativa indica a existência de um efeito *leading*. Como as medidas foram feitas com feixe de pions, o *leading* ocorre para a região negativa, aonde a produção de  $\Lambda$  deve ser favorecida em relação à do  $\bar{\Lambda}$  por termos no alvo prótons e neutrons que se diferenciam do  $\Lambda$  apenas por não possuírem o quark  $s$ . Este efeito já foi notado em [2, 1] para a região positiva em  $x_f$  quando se tem feixe de prótons (figura 2.6).

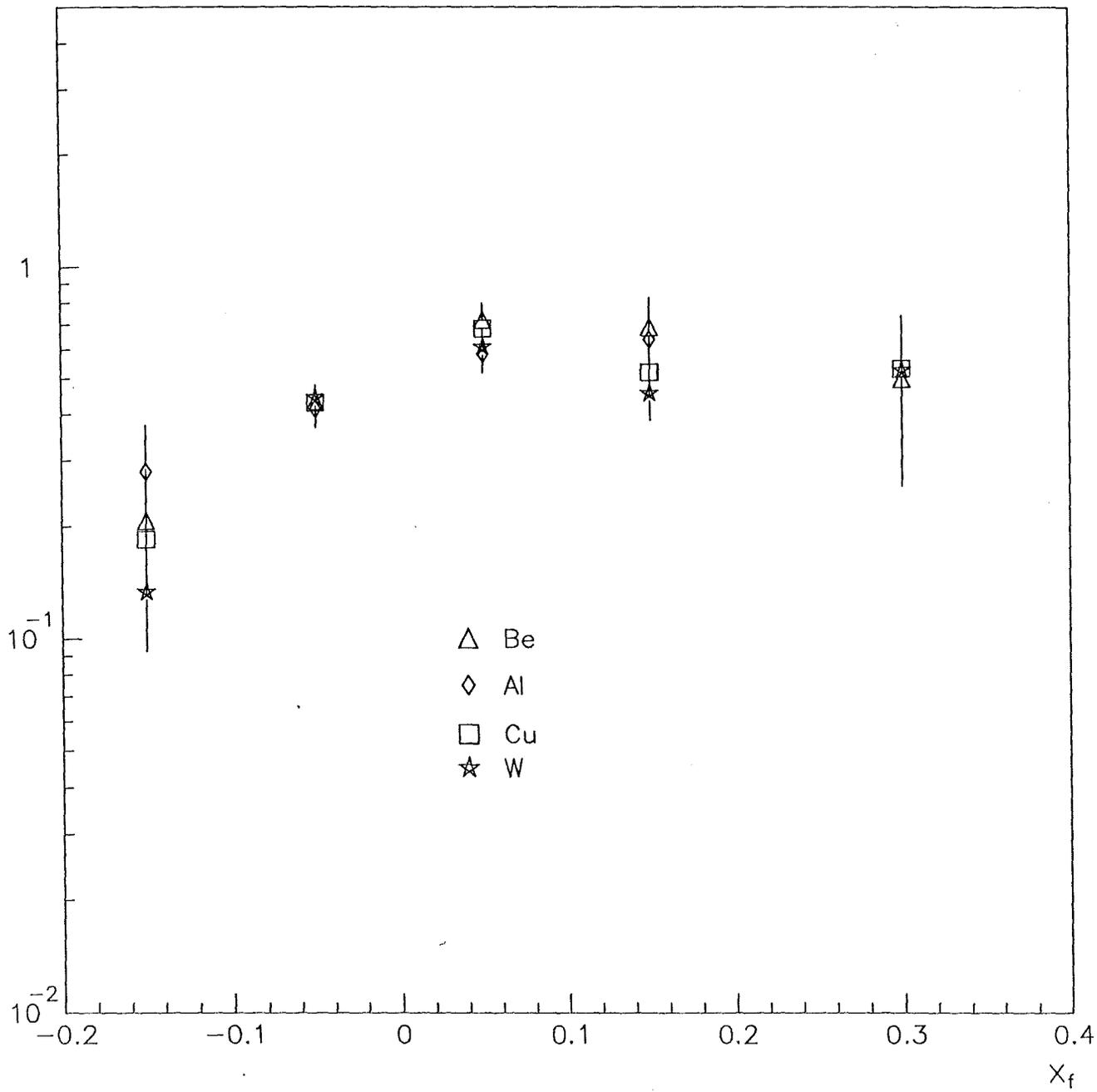


Figura 5.10: Razão  $\bar{\Lambda}/\Lambda$  em Função de  $x_f$

# Capítulo 6

## Conclusões

Neste trabalho foram feitas medidas da dependência em  $A$  da seção de choque de produção do  $\Lambda$  e do  $\bar{\Lambda}$  na região  $-0.2 < x_f < 0.3$ . Os resultados foram obtidos com os dados da *E769* para feixe de  $\pi^-$  a  $250 \text{ GeV}/c$ .

A Região de  $x_f$  abordada por este trabalho não havia ainda sido explorada anteriormente para os bárions  $\Lambda$  e  $\bar{\Lambda}$ . De fato, as medidas anteriores se situam na região de fragmentação do projétil, enquanto que as deste trabalho estão na região central de  $x_f$ . Assim, as medidas disponíveis estão compreendidas entre  $x_f > -0.2$  e  $x_f < 0.5$ , o que já fornece uma boa noção da região positiva em  $x_f$ . Por outro lado, as nossas medidas para a região negativa se limitam à  $x_f > -0.2$ . Explorar esta região pode ser de grande importância, já que é possível que as partículas produzidas nesta região tenham se hadronizado dentro do núcleo. Neste caso, os efeitos nucleares podem ser de grande importância.

Integrando em  $x_f$  e  $p_t$ , na região de aceitação do detector, obtivemos  $\alpha = 1.03 \pm 0.02$  para o  $\Lambda$  e  $\alpha = 1.01 \pm 0.02$  para o  $\bar{\Lambda}$ . Estes resultados indicam que no processo de produção destas partículas os nucleons se comportam como sendo independentes, não

introduzindo efeitos nucleares.

Os resultados para a dependência do parâmetro  $\alpha$  com  $x_f$  para o  $\Lambda$  e para o  $\bar{\Lambda}$  vem confirmar a tendência geral de que o  $\alpha$  decresce com  $x_f$  e ainda que este parâmetro parece obedecer uma mesma função para várias partículas diferentes.

Não foi observada diferença entre os valores de  $\alpha$  para o  $\Lambda$  e o  $\bar{\Lambda}$ . Além disso, as medidas para a razão  $\bar{\Lambda}/\Lambda$  não apresentam dependência com o número de massa apesar de indicarem a existência de um efeito *leading* em relação ao alvo. Estes dois resultados confirmam a hipótese empírica de que a forma de produção não influi nos valores de  $\alpha$ .

Não observamos uma dependência significativa dos valores de  $\alpha$  com  $p_t$  como em outros experimentos que encontram uma dependência dada por  $0.1p_t^2$ .

O quadro geral da dependência em  $A$  para medidas com feixe de  $\pi$  indica que estes resultados seguem uma tendência semelhante aos com feixe de próton, apesar dos valores de  $\alpha$  em si serem diferentes. Para se ter uma visão completa deste quadro seria muito interessante também obter resultados para a região de fragmentação do alvo.

O conjunto das medidas apresentadas nesta tese, tanto as obtidas neste trabalho quanto aquelas observadas por outros experimentos, criam vínculos relativamente fortes para que surjam modelos fenomenológicos que venham esclarecer aspectos das interações hádron- núcleo e dos efeitos nucleares na produção das partículas.

# Referências

- [1] Pondrom, L. G. Phys. Report **122** (1985) 57.
- [2] Geist, W.M., CRN/HE 91-01, Invited Talk at Quark Matter 790, Menton, France, 1990.
- [3] Abreu, M.G. *et al.*, Z. Phys. C **25** (1984) 115.
- [4] Verbeure, F. preprint da Universidade de Bruxelas IIHE-91.04.
- [5] Nikolaev, N. N. Sov. J. Part. Nucl. **12** (1981) 1.
- [6] Busza, W. Multiparticle Dynamics (1982).
- [7] Barton, D.S. *et al.* Phys. Rev. **D27** (1983) 2580.
- [8] Phys. Rev. **D20** (1979) 2854.
- [9] Bialas, A. XIII Multiparticle Dynamics (1982).
- [10] Skubic *et al.* Phys. Rev **D18** (1978) 3115.
- [11] De Marzo, C. *et al.* Phys. Rev. D **26** (1982) 1019.
- [12] Beretvas, A. *et al.* Phys. Rev. D **34** (1986) 53.

- [13] Brick, D. H. *et al.* Phys. Rev. D **45** (1992) 734.
- [14] R. Jedicke, “Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons”, Ph. D. Thesis - University of Toronto, Toronto, Canadá (1991).
- [15] Zhongxin Wu, “The Feynman-X Dependence of  $D^\pm$  Mesons in Pi-Nucleon Interactions”, Ph. D. Thesis - Yale University, Yale, EUA (1991).
- [16] G. A. Alves, “Dependência em  $A$  para a Produção de Mésons Charmosos”, Tese de Doutorado - CBPF, Rio de Janeiro, Brasil (1992).
- [17] S. Amato, “Produção do Méson  $D^{*\pm}$  em seu Modo de Decaimento  $D^0\pi^\pm$ ,  $D^0 \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^0$ , via Feixe de Hadrons”, Tese de Doutorado - CBPF, Rio de Janeiro, Brasil (1992).
- [18] J. M. Miranda, “Características da Produção Hadrônica do  $D^*$ ”, Tese de Doutorado - CBPF, Rio de Janeiro, Brasil (1992).
- [19] D. Errede, M. Sheaff, H. Fenker, L. Lueking, P. Mantsch, and R. Jedicke, NIM, **A309** (1991) 386.
- [20] P. Karchin *et al.*, IEEE NS-32, **612** (1985).
- [21] Bartlett *et al.*, NIM, **A260** (1987) 55.
- [22] V.K. Bharadwaj *et al.*, NIM, **228** (1985) 283.
- [23] D. J. Summers *et al.*, NIM, **228** (1985) 290.
- [24] J. A. Appel *et al.*, NIM, **A243** (1986) 361.

- [25] C. Gay and S. Bracker, IEEE Transactions on Nuclear Science, **34** (1987) 870.
- [26] J. R. Raad, "Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-mesons",  
Ph. D. Thesis - University of California, Santa Barbara, EUA (1987).
- [27] Gerd Hartner, Comunicação Interna da Colaboração E691 (1986).
- [28] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. B, **239** (1990).
- [29] Bengtsson, H.-U. e Sjöstrand, T., Comp. Phys. Comm. **46** (1987) 43.
- [30] Sjöstrand, T., Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 31.
- [31] Andersson, B. *et al.*, Phys. Rep. **39** (1986) 347.

"DEPENDÊNCIA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE PRODUÇÃO DOS BÁRIONS  
ESTRANHOS  $\Lambda$  E  $\bar{\Lambda}$  COM O NÚMERO DE MASSA"

MIRIAM MENDES GANDELMAN

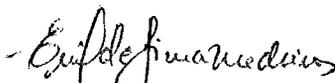
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman  
Presidente



Anibal José Ramalho



Emil de Lima Medeiros



Moacyr Henrique Gomes e Souza  
Suplente

Rio de Janeiro, 14 de agosto de 1992