

ANDRÉ LUIZ CARVALHO DE GOUVÊA

ESTUDO DA POLARIZAÇÃO DOS HÍPERONS Ξ^- E Ω^-

Dissertação apresentada ao Departamento de Física da
PUC-Rio como parte dos requisitos para a obtenção do
título de Mestre em Física.

Orientador: João Carlos C. dos Anjos - LAFEX/CBPF

Departamento de Física
Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

Rio de Janeiro, 2 de agosto de 1995.

*Para Márcia, minha companheira
por toda a vida.*

Agradecimentos

Ao João dos Anjos, pela sua orientação , inicialmente na iniciação científica e posteriormente no mestrado, pela sua amizade durante todo este tempo, pela liberdade de trabalhar ao meu modo, pela preocupação com a minha formação em todos os momentos e pela sugestão do tema de tese, muito interessante e proveitoso.

Ao Simão pelo seu trabalho de co-orientador durante todo o trabalho de pesquisa e elaboração da tese, pelo seu entusiasmo, pelas ótimas discussões a respeito da “teoria da polarização ” e outros assuntos aleatórios e pela amizade.

Ao Gerardo Herrera, pesquisador do CINVESTAV no México e visitante no CBPF desde março de 1995, pelo auxílio incalculável na parte experimental deste trabalho e pelas boas discussões a respeito deste e outros temas. Sem a sua presença boa parte deste trabalho não teria sido feita.

Ao pessoal da E791 do LAFEX, em especial ao Alberto, por ter me iniciado na análise de dados no período de iniciação científica, ao Javier pelo companheirismo e pelas discussões , a Carla que gentilmente me cedeu o esqueleto da sua tese para a realização desta e ao Hendly, pelas várias intervenções salvadoras durante estes meses de trabalho.

A todo o pessoal da colaboração que, de um jeito ou de outro, permitiu a elaboração deste trabalho, em especial ao Jeff Appel por ter viabilizado minha ida ao Fermilab e ao Keith Thorne por ter me “aturado” por lá durante dois meses.

À Giza, secretária do departamento de Física da PUC, pela sua prestatividade, bom humor e competência que muito me auxiliaram na “burocracia” da tese.

Ao Shellard e ao Aragão , meus orientadores de iniciação científica.

A todos os professores do departamento de Física da PUC (do “meu tempo”) , em particular à Vera, ao Moysés e ao Marino pela enorme influência exercida sobre a minha formação .

A todos os meus companheiros do departamento de Física, em particular ao Lourenço a ao Fábio pela amizade nestes vários anos de PUC.

Aos meus outros amigos da PUC, em particular aos meus amigos matemáticos Daniel, Léo, Maurício, Ricardo e Marcos, que se formaram comigo.

À minha família por todo o apoio, amor e carinho.

À Márcia, minha esposa e companheira pela sua compreensão , seu carinho e principalmente seu amor.

Ao CNPq pela bolsa concedida para a realização deste trabalho.

RESUMO

Nesta dissertação foi determinada a polarização do híperon Ξ^- e o antihíperon Ξ^+ , produzidos na experiência de alvo fixo E791 do *Fermilab* através da análise do decaimento fraco $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. Na região $p_t > 0.8\text{GeV}/c$ e $x_F > 0$ foi obtida, para Ξ^- produzido na interação entre um feixe de π^- a $500\text{GeV}/c$ e um alvo não polarizado de carbono (platina), polarização $-10.9\% \pm 1.5\% \mp 0.3\%$ ($-14.7\% \pm 3.1\% \mp 0.5\%$) perpendicular ao plano de produção e $-5.92\% \pm 1.69\% \mp 0.18\%$ ($-2.41\% \pm 3.53\% \mp 0.07\% \approx 0$) para Ξ^+ . É também encontrada evidência para polarização não nula para Ω^- produzido na região $x_F > 0$, através da análise do decaimento fraco $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$.

ABSTRACT

In this thesis the polarization of the Ξ^- hyperon and the Ξ^+ antihyperon produced in the Fermilab Experiment E791 was determined by the analysis of the weak decay $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$. For Ξ^- produced in the interaction between a $500\text{GeV}/c$ π^- beam and a unpolarized carbon (platinum) target in the region $p_t > 0.8\text{GeV}/c$ and $x_F > 0$, $-10.9\% \pm 1.5\%$ ($-14.7\% \pm 3.1\%$) polarization was obtained perpendicular to the production plane and $-5.92\% \pm 1.69\%$ ($-2.41\% \pm 3.53\% \approx 0$) polarization was measured for Ξ^+ . Evidence was also found for a polarized Ω^- hyperon produced in the same experiment in the region $x_F > 0$, after analysis of the weak decay $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$.

Índice

1	Introdução	1
2	Considerações Teóricas	5
2.1	Da Produção de Híperons	5
2.2	Do Decaimento de Híperons	7
2.2.1	Violação de Paridade e Conservação de Momento Angular	9
2.2.2	Interações Fracas - Formalismo Relativístico	18
3	A Experiência E791	25
3.1	O Acelerador, o Feixe e o Alvo	26
3.1.1	O Acelerador e o Feixe	26
3.1.2	O Alvo	27
3.2	O Espectrômetro	29
3.2.1	Os Detetores de Microtiras de Silício (SMD)	29
3.2.2	As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC)	33
3.2.3	As Câmaras de Arrasto (DC)	34
3.2.4	Os Imãs Analisadores	36
3.2.5	Os Contadores Čerenkov	36

3.2.6	Os Calorímetros	39
3.2.7	Os Detectores de Múons	43
3.3	O Gatilho da Experiência e a Aquisição dos Dados	44
3.3.1	O Gatilho da Experiência	44
3.3.2	O Sistema da Aquisição de Dados	47
4	Modelos Fenomenológicos para a Polarização de Híperons	48
4.1	O Modelo de Lund	49
4.2	Precessão de Thomas	51
4.3	Espalhamento no Mar de Quarks	52
4.4	Estados Intermediários Virtuais	54
4.5	Comentários Finais	56
5	Análise dos Dados - Resultados	57
5.1	A Amostra de Ξ	57
5.1.1	O Tratamento dos Dados	58
5.2	A Amostra de Ω	79
5.3	Resultados Finais	83
6	Conclusões	96

Lista de Figuras

2.1	O sistema de coordenadas de repouso do Ξ^- , com vetor de spin proporcional a σ_{Ξ}	10
3.1	Visão esquemática do conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe, presentes no Fermilab.	27
3.2	O Espectrômetro.	30
3.3	Configuração dos planos SMD na E791. As etiquetas X,Y,W e V dizem respeito a orientação das tiras do plano, podendo estar estas paralelas aos eixos x ou y , ou formar um ângulo não reto com os mesmos. T indica a posição das folhas que compõem o alvo.	31
3.4	Seção reta de um plano do SMD.	32
3.5	Esquema de uma PWC típica.	33
3.6	Orientação dos planos de DC.	35
3.7	Detetores de radiação Čerenkov	38
3.8	O SLIC e seção do SLIC mostrando as corrugações	42
3.9	O Calorímetro hadrônico.	43
3.10	Vista superior do SLIC, Hadrômetro e Paredes de Múons.	45
3.11	Esquema dos cintiladores responsáveis pelo pré-gatilho.	46

4.1	O processo de produção de um Λ^0 . O diquark espalhado possui <i>momentum</i> \vec{q} e os <i>quarks</i> estranhos produzidos possuem <i>momentum</i> transverso em relação a corda de cor $\pm\vec{k}_\perp$ e <i>momentum</i> angular orbital apontando na direção $\hat{L} = \vec{q} \times \vec{k}_\perp / \vec{q} \times \vec{k}_\perp $	49
4.2	Diagramas de Feynman para o processo $p + N \rightarrow \Lambda^0 + X$:(a) produção direta, (b), (c) contribuições de estados bariônicos intermediários e (d) contribuição do decaimento eletromagnético do Σ^0	55
5.1	Histograma total de massa para Ξ^- e Ξ^+ . Os parâmetros enumerados acima dizem respeito à curva ajustada sobre os dados, que consiste de uma reta mais uma Gaussiana. P1- Interseção da reta com a extremidade esquerda do histograma. P2- Idem para a extremidade direita. O número de eventos de ruído é igual a $[(P1+P2)/2] \cdot 58$. P3- Número de eventos na região do sinal. P4- Centro da Gaussiana (massa do Ξ). P5-Largura da Gaussiana. O eixo horizontal é dividido em 58 intervalos de mass, medida em GeV/c^2	59
5.2	Coordenada z do vértice de produção de Ξ , em centímetros. O primeiro pico ocorre no alvos de platina e os subseqüentes nos alvos de carbono. . . .	61
5.3	Distribuição de x_F para Ξ . <i>Mean</i> indica o x_F médio da distribuição	62
5.4	Distribuição de p_t para Ξ . <i>Mean</i> indica o p_t médio da distribuição . p_t é medido em GeV/c	62
5.5	Histogramas de massa para alguns intervalos de x_F , alvos de carbono (vide figura 5.1).	64

5.6	Histogramas de massa para alguns intervalos de p_t , alvos de carbono. p_t em GeV/c (vide figura 5.1).	64
5.7	Histogramas de massa para alguns intervalos de x_F , alvos de platina (vide figura 5.1).	65
5.8	Histogramas de massa para alguns intervalos de p_t , alvos de platina. p_t em GeV/c (vide figura 5.1).	65
5.9	Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.	66
5.10	Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.	67
5.11	Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.	67
5.12	$-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ em função de intervalos de x_F , para alvos de carbono.	70
5.13	$-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ em função de intervalos de p_t , para alvos de carbono. p_t em GeV/c.	71
5.14	$-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ em função de intervalos de x_F , para alvos de platina.	71
5.15	$-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ em função de intervalos de p_t , para alvos de platina. p_t em GeV/c.	72

5.16 $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e alvos de carbono.

Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmtros definidos são : P1-
coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como

a $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ 74

5.17 $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e alvos de carbono.

Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmtros definidos são : P1-
coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como

a $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ 74

5.18 $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de p_t e alvos de carbono.

Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmtros definidos são : P1,
o coeficiente linear da reta, P2 o coeficiente angular da reta, identificado

como $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ 75

5.19 $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de p_t e alvos de carbono.

Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmtros definidos são : P1,
o coeficiente linear da reta, P2 o coeficiente angular da reta, identificado

como $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ 75

5.20 $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e o alvo de platina.

Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmtros definidos são : P1-
coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como

$2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ 76

5.21	$acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e o alvo de platina.	
	Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$.	76
5.22	$acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$ para intervalos de p_t e o alvo de platina.	
	Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$.	77
5.23	$acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$ para intervalos de p_t e o alvo de platina.	
	Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$.	77
5.24	Histograma total de massa para Ω^- e Ω^+ . O eixo horizontal é subdividido em 60 intervalos de massa, medida em GeV/c^2 .	81
5.25	Distribuição de x_F para Ω . <i>Mean</i> indica o x_F médio da distribuição	82
5.26	Distribuição de p_t para Ω . <i>Mean</i> indica o p_t médio da distribuição p_t em GeV/c .	82
5.27	Histogramas de massa para Ω^- . O sinal + (-) indica que os Λ^0 s decaíram na região de $\cos \theta$ positivo (negativo) (vide figura 5.24).	84
5.28	Histogramas de massa para Ω^+ , para intervalos de x_F . O sinal + (-) indica que os $\bar{\Lambda}^0$ s decaíram na região de $\cos \theta$ positivo (negativo) (vide figura 5.24).	85

5.29	Histogramas de massa para Ω^- , para intervalos de p_t . O sinal + (−) indica que os Λ^0 s decaíram na região de $\cos\theta$ positivo (negativo). p_t <i>high(low)</i> indica $p_t >(<)0.8\text{GeV}/c$ (vide figura 5.24).	86
5.30	Histogramas de massa para Ω^+ , para intervalos de p_t . O sinal + (−) indica que os $\bar{\Lambda}^0$ s decaíram na região de $\cos\theta$ positivo (negativo). p_t <i>high(low)</i> indica $p_t >(<)0.8\text{GeV}/c$ (vide figura 5.24).	87
5.31	Polarização dos Ξ s em função de x_F , para alvos de carbono.	88
5.32	Polarização dos Ξ s em função de p_t , para alvos de carbono. p_t é medido em GeV/c	89
5.33	Polarização dos Ξ s em função de x_F , para o alvo de platina.	89
5.34	Polarização dos Ξ s em função de x_F , para o alvo de platina. p_t é medido em GeV/c	90
5.35	Histograma de massa para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvos de carbono (vide figura 5.1).	90
5.36	Histograma de massa para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvo de platina (vide figura 5.1).	91
5.37	Distribuição angular dos píons para Ξ s produzidos com $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvos de carbono.	92
5.38	Distribuição angular dos píons para Ξ s produzidos com $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvo de platina.	93
5.39	$\text{acc}(x)$ para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvos de carbono.	94
5.40	$\text{acc}(x)$ para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvo de platina.	95

Lista de Tabelas

1.1	Polarização de híperons produzidos em experimentos de alvo fixo a partir de feixes e alvos não polarizados. A polarização é paralela à normal ao plano de produção dos híperons	3
3.1	Configuração das 5 folhas de alvo.	28
3.2	Propriedades dos Contadores Čerenkov	37
3.3	Estados dos detectores Čerenkov em função do <i>momentum</i> das partículas. .	39
5.1	Polarização de Ξ na região de $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, resultado comparativo entre os dois procedimentos definidos no capítulo 5, para alvos de carbono (C) e platina (Pt). A polarização é perpendicular ao plano de produção do Ξ	95

Capítulo 1

Introdução

Desde 1976 [1] verifica-se experimentalmente que híperons são produzidos por interações fortes entre feixes de hádrons e alvos fixos, polarizados perpendicularmente ao plano de produção, mesmo que o feixe incidente e o alvo sejam não polarizados. Este efeito significa que, de alguma forma, o processo de produção de híperons privilegia uma direção no espaço. O modelo padrão das interações fortes não prevê a existência de tal efeito, para o qual não foi ainda apresentada nenhuma justificativa teórica conclusiva. Uma série de trabalhos fenomenológicos [15, 16, 17, 18, 19], publicados durante os últimos 15 anos, tenta explicar, com sucesso parcial, o efeito.

Inicialmente a polarização não nula foi detectada para Λ^0 s produzidos na interação de um feixe de prótons com alvo de berílio (Be)[1]. Posteriormente foi detectada a polarização de Σ^- s e Ξ^- s, produzidos na interação de um feixe de prótons com alvos de diferentes números atômicos [2, 3, 4, 5]. Em 1990 foi publicado trabalho onde a produção de híperons polarizados é utilizada para a determinação do momento magnético do antihíperon Ξ^+ [9]. Foram realizadas em 1988 e 1993 medidas da polarização de Ω^- s produzidos também na interação de um feixe de prótons com alvo nuclear [6, 10], e verificou-se que os Ω^- s

produzidos eram não polarizados quando o alvo e o feixe incidente eram não polarizados. A polarização do Λ_c^+ , bárion com charme, foi também detectada [12, 13], bem como a polarização de híperons produzidos na interação de um feixe de Σ^- com alvos de cobre (Cu) e carbono (C) [14]. A tabela 1.1 contém o resumo de alguns resultados experimentais para a polarização de híperons.

Poucas medidas da polarização de híperons foram realizadas para a interação de feixe de mésons com alvos nucleares [7, 8, 11], e em particular nenhum resultado definitivo foi ainda publicado para o Ξ^- e o Ω^- . Uma medida, publicada recentemente, da polarização do Λ^0 produzido na interação de píons com alvos de cobre (Cu) [11] viola todos os modelos fenomenológicos conhecidos.

Essa dissertação tem por objetivo determinar a polarização dos híperons¹ Ξ^- e o Ω^- utilizando dados da experiência E791 do *Fermi National Accelerator Laboratory* (Fermilab). A experiência consiste na interação de píons negativos a 500GeV/c com alvos fixos de carbono (C) e platina (Pt).

O capítulo dois define a polarização de um feixe de partículas, além de apresentar um procedimento para determinar esta polarização utilizando o fato de os híperons decaírem fracamente e possuírem spin semi-inteiro. O capítulo três descreve brevemente a experiência E791 do Fermilab, incluindo seus objetivos, peculiaridades e o espectrômetro utilizado pela experiência (TPS - *Tagged Photon Spectrometer*). O capítulo quatro resume os modelos fenomenológicos para a polarização de híperons e explicita qualitativamente qual o resultado esperado para Ξ^- s e Ω^- s produzidos por feixes de píons incidindo sobre

¹toda a vez que se fizer referência a Ξ^- e o Ω^- pressupõe-se também suas antipartículas, Ξ^+ e o Ω^+ , salvo casos onde a diferença será explicitada.

Híperon	Feixe	Momento (Energia)	Alvo	Polarização	Região	Ref.
Λ^0	π^-	230GeV/c	Cu	$-28\% \pm 11\%$	$p_T > 1\text{GeV}/c$ $x_F > 0$	[11]
Λ^0	p	(300Gev)	Be	$-28\% \pm 8\%$	$\langle p_T \rangle = 1.5\text{GeV}/c$	[1]
Λ^0	K^+	176GeV/c	H	$-47\% \pm 5\%$	$\langle p_T \rangle = 0.66\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.66$	[8]
$\bar{\Lambda}^0$	p, π^-	vários	vários	NULA	-	[7, 8, 11]
Σ^-	p	(400GeV)	Be	$15.5\% \pm 3.6\%$	$\langle p_T \rangle = 1.32\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.44$	[2]
Σ^+	p	400Gev/c	Be	$23.4\% \pm 0.5\%$	$\langle p_T \rangle = 1.22\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.62$	[3]
Ξ^-	p	800GeV/c	Be	$-10.2\% \pm 2.2\%$	$\langle p_T \rangle = 0.78\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.41$	[9]
Ξ^+	p	800GeV/c	Be	$-9.7\% \pm 2.1\%$	$\langle p_T \rangle = 0.78\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.76$	[9]
Ξ^-	Σ^-	330GeV/c	Cu,C	$-13.3\% \pm 6.9\%$	$\langle p_T \rangle = 1.3\text{GeV}/c$ $\langle x_F \rangle = 0.33$	[14]
Ω^-	p	(800Gev)	Be	NULA	-	[10]
Λ_c^+	n	(70GeV)	C	$50\% \pm 20\%$	$\langle p_T \rangle = 0.43$	[13]

Tabela 1.1: Polarização de híperons produzidos em experimentos de alvo fixo a partir de feixes e alvos não polarizados. A polarização é paralela à normal ao plano de produção dos híperons .

alvos nucleares.

A seleção da amostra, a análise dos dados e os resultados obtidos se encontram no capítulo cinco. Finalmente o capítulo seis traz as considerações finais e as conclusões.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

Neste capítulo será definida a polarização de uma amostra de partículas , além de se apontar dois métodos de determinação da mesma através do decaimento fraco das partículas em questão.

2.1 Da Produção de Híperons

Os processos de produção de partículas relevantes para a elaboração deste trabalho são :

$$\pi^{-} + N \longrightarrow \Xi^{-} + X$$

$$\pi^{-} + N \longrightarrow \Xi^{+} + X$$

$$\pi^{-} + N \longrightarrow \Omega^{-} + X$$

$$\pi^{-} + N \longrightarrow \Omega^{+} + X$$

onde N representa um núcleon e X representa partícula ou partículas não identificadas, não relevantes para as intenções do estudo.

Todos os processos acima envolvem a interação forte entre um pión, méson com spin nulo e *momentum* linear incidente \vec{p}_π , e um núcleon, bárion de spin 1/2 e em repouso no referencial do laboratório. É relevante notar que as interações nucleares entre elementos do alvo, a agitação térmica dos núcleons e outros efeitos diminutos quando comparados à interação do feixe com os núcleons são desprezados. Os núcleons contidos no alvo são não polarizados no seguinte sentido: dado que cada núcleon possui vetor de spin \vec{S}_N a média dos spins de todos os núcleons, $\langle \vec{S}_N \rangle$, é nula.

Como as interações fortes conservam paridade, necessariamente a hamiltoniana do processo de produção de híperons não contém operadores pseudoescalares, ou seus valores esperados são nulos. Portanto o operador $\vec{\sigma}_\Xi \cdot \vec{p}_\Xi$, onde Ξ representa um híperon qualquer com *momentum* \vec{p}_Ξ e spin $\vec{S}_\Xi = (n\hbar/2)\vec{\sigma}_\Xi$ (n um número inteiro), possui valor médio zero, já que é um operador pseudoescalar ($\Pi(\vec{p}) = -\vec{p}$ e $\Pi(\vec{\sigma}) = \vec{\sigma}$ onde Π é o operador de paridade). Portanto

$$\langle \Psi_\Xi(\vec{\sigma}, \vec{r}) | \vec{\sigma}_\Xi \cdot \vec{p}_\Xi | \Psi_\Xi(\vec{\sigma}, \vec{r}) \rangle = 0, \quad (2.1)$$

onde

$$| \Psi_\Xi(\vec{\sigma}, \vec{r}) \rangle = | \Phi_\Xi(\vec{r}) \rangle \otimes | \chi_\Xi(\vec{\sigma}) \rangle.$$

$| \chi_\Xi(\vec{\sigma}) \rangle$ é a parte da função de onda do híperons associada ao spin e $| \Phi_\Xi(\vec{r}) \rangle$ é o restante da função de onda. Sem perda de generalidade é lícito considerar a direção \hat{x} tal que $\vec{p}_\Xi = p_\Xi \hat{x}$. De 2.1 segue

$$\sum_i \langle \Phi_\Xi(\vec{r}) | p_{i\Xi} | \Phi_\Xi(\vec{r}) \rangle \times \langle \chi_\Xi | \sigma_{i\Xi} | \chi_\Xi \rangle = 0 \quad (2.2)$$

onde i igual a 1, 2 ou 3, as coordenadas espaciais. Para satisfazer 2.2 $\langle \chi_{\Xi} | \sigma_{i\Xi} | \chi_{\Xi} \rangle$ só é não nulo para i igual a 2 ou 3, direções perpendiculares ao movimento da partícula, isto é, $\langle \chi_{\Xi} | \vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \hat{p}_{\Xi} | \chi_{\Xi} \rangle = 0$.

Utilizando argumento análogo àquele que leva a 2.1 é fácil verificar que

$$\langle \vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \vec{p}_{\pi} \rangle = 0 . \quad (2.3)$$

De 2.1 e 2.3, definindo \hat{n} , vetor normal ao plano de produção do híperon ,

$$\hat{n} = \frac{\vec{p}_{\pi} \times \vec{p}_{\Xi}}{|\vec{p}_{\pi} \times \vec{p}_{\Xi}|} , \quad (2.4)$$

segue que $\langle \vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \hat{p}_{\Xi} \rangle = 0$, $\langle \vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \hat{p}_{\pi} \rangle = 0$ e $\langle \vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \hat{n} \rangle \neq 0$. Necessariamente, portanto, $| \chi_{\Xi} \rangle$ é autofunção do operador $(\vec{\sigma}_{\Xi} \cdot \hat{n})$. É importante notar que 2.4 não está bem definido para quaisquer dois vetores \vec{p}_{π} e \vec{p}_{Ξ} , uma vez que para $\vec{p}_{\pi} \parallel \vec{p}_{\Xi}$ a divisão não estaria bem definida. Porém é lícito desprezar estes casos, uma vez que, dado o universo de todos os vetores \vec{p}_{π} e \vec{p}_{Ξ} que conservam *momentum* linear e energia o conjunto dos vetores tal que $\vec{p}_{\pi} \parallel \vec{p}_{\Xi}$ tem medida nula.

2.2 Do Decaimento de Híperons

Os decaimentos a serem analisados são , com as suas respectivas razões de ramificação [25] (*B.R.*- do inglês *Branching Ratio*):

$$\Xi^{-} \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^{-} ; B.R. = 100\%$$

$$\Omega^- \longrightarrow \Lambda^0 + K^- ; B.R. = 67,8\% \pm 0.7\%$$

além do decaimento posterior do híperon Λ^0 :

$$\Lambda^0 \longrightarrow p + \pi^- ; B.R. = 64.1\% \pm 0.5\% \quad (2.5)$$

Todos são processos de decaimento fraco de partículas com spin semi-inteiro.

No final da década de cinquenta os decaimentos de partículas de spin semi-inteiro em estados de duas partículas, uma de spin nulo e outra de spin 1/2, atraíram a atenção de parte da comunidade de física por duas razões: inicialmente levantou-se a hipótese de que através do estudo desses decaimentos seria possível a determinação do spin, ainda desconhecido, de algumas partículas [20]. Posteriormente o processo foi apontado por Lee e Yang como uma possível janela para o estudo da violação da paridade[21], por eles postulada e posteriormente verificada experimentalmente.

Nesse trabalho será utilizado o mesmo formalismo, desta vez sabendo o spin dos híperons envolvidos¹ e o fato de as interações fracas violarem paridade, tentando obter a polarização dos mesmos. Tratar-se-á inicialmente o problema para partículas de spin 1/2 utilizando um formalismo não relativístico muito simples porém didaticamente relevante para a compreensão do resultado final, seguindo tratamento semelhante, porém resumido, para spin 3/2. Depois tratar-se-á o problema de forma relativística e mais elegante apenas para partículas de spin 1/2.

¹o spin do Ω^- será pressuposto durante toda a realização deste trabalho igual a 3/2, porém não há nenhuma comprovação experimental definitiva deste fato.

2.2.1 Violação de Paridade e Conservação de Momento Angular

Mostrou-se na seção anterior que a função de onda de spin dos híperons produzidos é autofunção do operador de spin na direção \hat{n} , definida em 2.4. Tomar-se-á $\hat{z} = \hat{n}$, isto é, todos os híperons produzidos são autoestados do operador $\hat{\sigma}_z$. No caso de spin igual a $1/2$

$$\hat{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

que possui dois autovetores, associados aos autovalores 1 e -1 . A polarização de uma amostra de híperons será definida como a diferença entre o número produzidos com spin *para cima* e o daqueles produzidos com spin *para baixo*.

A amostra de híperons, com N_0 partículas, pode ser descrita pela matriz densidade ρ , definida da seguinte maneira²:

$$\frac{\rho}{N_0} = \frac{1}{2}(1 + P_{\Xi}) |\Xi \uparrow\rangle\langle\Xi \uparrow| + \frac{1}{2}(1 - P_{\Xi}) |\Xi \downarrow\rangle\langle\Xi \downarrow|, \quad (2.7)$$

onde $|\Xi \uparrow\rangle$ representa a função de spin do híperon que é autoestado de $\hat{\sigma}_z$ com autovalor $+1$ e $|\Xi \downarrow\rangle$ é autoestado de $\hat{\sigma}_z$ com autovalor -1 . Nota-se que $Tr(\rho) = N_0$ e $Tr(\rho\hat{\sigma}_z)/N_0 = P_{\Xi}$. O valor esperado do operador $\vec{\sigma}$ é o vetor polarização, e neste caso verifica-se que a polarização é igual a $P_{\Xi}\hat{z}$.

Analisando o decaimento do Ξ^- no seu referencial de repouso verifica-se que, no estado inicial, o *momentum* angular total³ é igual a $1/2$, uma vez que o *momentum* angular orbital

²Ignorar-se-á durante toda esta seção a parte da função de onda que não é relacionada ao spin ou ao *momentum* angular orbital.

³considera-se implicitamente que o *momentum* angular é medido em unidades de \hbar durante toda essa seção.

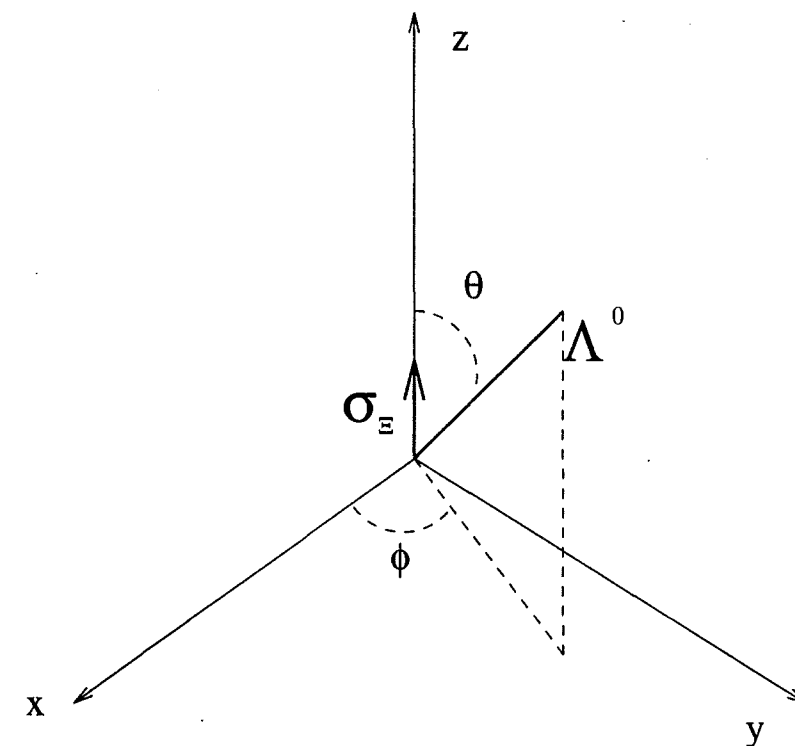


Figura 2.1: O sistema de coordenadas de repouso do Ξ^- , com vetor de spin proporcional a σ_{Ξ}

do híperon é nulo no seu referencial de repouso. O estado final é composto de duas partículas, um π^- com spin nulo e um Λ^0 com spin $1/2$. Este estado possui *momentum* angular total igual a soma do spin do Λ^0 mais o *momentum* angular orbital do estado composto pelas duas partículas.

$$J = S_{\Lambda^0} + L_{\pi-\Lambda^0} = \frac{1}{2}.$$

Utilizando as regras de adição de *momentum* angular temos $L_{\pi-\Lambda^0}$ igual a zero (onda s) ou um (onda p). As funções de ondas para o sistema $\Lambda^0 + \pi^-$ são, de acordo com o estado inicial do Ξ^- e utilizando os coeficientes de Clebsch-Gordan apropriados:

-para $L_{\pi-\Lambda^0} = 0$:

$$\begin{aligned} |\Xi \uparrow\rangle &\longrightarrow |\Lambda, \Xi^\uparrow, s\rangle = |\Lambda \uparrow, \pi, L = 0, m_L = 0\rangle \\ |\Xi \downarrow\rangle &\longrightarrow |\Lambda, \Xi^\downarrow, s\rangle = |\Lambda \downarrow, \pi, L = 0, m_L = 0\rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

-para $L_{\pi-\Lambda^0} = 1$:

$$\begin{aligned} |\Xi \uparrow\rangle &\longrightarrow |\Lambda, \Xi^\uparrow, p\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\Lambda \downarrow, \pi, L = 1, m_L = 1\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |\Lambda \uparrow, \pi, L = 1, m_L = 0\rangle \\ |\Xi \downarrow\rangle &\longrightarrow |\Lambda, \Xi^\downarrow, p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |\Lambda \downarrow, \pi, L = 1, m_L = 0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |\Lambda \uparrow, \pi, L = 1, m_L = -1\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

Os estados s têm paridade oposta aos estados p , uma vez que a paridade intrínseca dos hadróns é a mesma para estados s e p , e a paridade associada ao *momentum* angular orbital é $(-1)^L$. Como as interações fracas violam paridade a função de onda completa deve ser escrita como a soma das duas ondas s e p , da seguinte forma:

$$|\Lambda, \Xi^\uparrow\rangle = a_s |\Lambda, \Xi^\uparrow, s\rangle + a_p |\Lambda, \Xi^\uparrow, p\rangle$$

e

$$|\Lambda, \Xi^\downarrow\rangle = a_s |\Lambda, \Xi^\downarrow, s\rangle + a_p |\Lambda, \Xi^\downarrow, p\rangle, \quad (2.10)$$

onde a_s e a_p são coeficientes associados ao decaimento fraco, e as funções de onda não estão ainda normalizadas. A paridade não seria violada apenas se um dos dois coeficientes fosse nulo.

Substituindo 2.8 e 2.9 em 2.10, e escrevendo a parte relacionada ao *momentum* angular orbital nas coordenadas espaciais θ e ϕ (vide figura 2.1):

$$|\Lambda(\theta, \phi), \Xi^\uparrow\rangle = a_s Y_0^0(\theta, \phi) |\Lambda \downarrow\rangle + a_p \left(\sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^1(\theta, \phi) |\Lambda \downarrow\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0(\theta, \phi) |\Lambda \uparrow\rangle \right)$$

e

$$|\Lambda(\theta, \phi), \Xi^\downarrow\rangle = a_s Y_0^0(\theta, \phi) |\Lambda \downarrow\rangle + a_p \left(\sqrt{\frac{1}{3}} Y_1^0(\theta, \phi) |\Lambda \downarrow\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} Y_1^{-1}(\theta, \phi) |\Lambda \uparrow\rangle \right), \quad (2.11)$$

sendo $Y_l^m(\theta, \phi)$ os harmônicos esféricos. É possível então calcular ρ_Λ , a matriz densidade associada ao *spin*, para N_0 Λ^0 s, todos provenientes do decaimento de Ξ^- s; utilizando 2.7.

$$\frac{\rho_\Lambda}{N_0} = \frac{\frac{1}{2}(1 + P_\Xi) |\Lambda(\theta, \phi), \Xi^\uparrow\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Xi^\uparrow| + \frac{1}{2}(1 - P_\Xi) |\Lambda(\theta, \phi), \Xi^\downarrow\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Xi^\downarrow|}{|a_s|^2 + |a_p|^2}. \quad (2.12)$$

O denominador $|a_s|^2 + |a_p|^2$ vem da normalização de 2.10. Substituindo 2.11 em 2.12, escrevendo explicitamente os harmônicos esféricos e definindo $\alpha_\Xi = \frac{\text{Re}(a_s^* a_p)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$ tem-se

$$\begin{aligned} \rho_\Lambda = \frac{N_0}{8\pi} & \begin{bmatrix} 1 + \alpha_\Xi \cos \theta & -\alpha_\Xi \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\alpha_\Xi \sin \theta e^{i\phi} & 1 - \alpha_\Xi \cos \theta \end{bmatrix} \\ + \frac{P_\Xi \cdot N_0}{8\pi} & \begin{bmatrix} \frac{|a_s|^2 + |a_p|^2 \cos(2\theta)}{|a_s|^2 + |a_p|^2} + \alpha_\Xi \cos(\theta) & -\frac{|a_p|^2 \sin(2\theta) e^{-i\phi}}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \\ -\frac{|a_p|^2 \sin(2\theta) e^{i\phi}}{|a_s|^2 + |a_p|^2} & -\frac{|a_s|^2 + |a_p|^2 \cos(2\theta)}{|a_s|^2 + |a_p|^2} + \alpha_\Xi \cos \theta \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

O valor médio de um operador \hat{O} é definido por

$$\langle \hat{O} \rangle = \frac{1}{N_0} \int d\Omega \text{Tr}(\rho_\Lambda \hat{O}). \quad (2.14)$$

Onde $d\Omega = d\phi d(\cos \theta)$. De 2.14, utilizando 2.13 é possível calcular

$$\langle \hat{1} \rangle = \frac{1}{N_0} \int d\Omega \text{Tr}(\rho_\Lambda)$$

e

$$\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{z} = \frac{1}{N_0} \int d\Omega Tr(\rho_\Lambda \hat{\sigma}_z) ,$$

obtendo-se:

$$\langle \hat{1} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega (1 + \alpha_\Xi P_\Xi \cos \theta) = 1 \quad (2.15)$$

e

$$\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{z} = \frac{1}{4\pi} \left[\int d\Omega \alpha_\Xi \cos \theta + P_\Xi \int d\Omega \frac{|a_s|^2 + |a_p|^2 \cos(2\theta)}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \right]$$

integrando sobre ϕ

$$\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{z} = \frac{1}{2} \left[\int_{-1}^1 d(\cos \theta) \alpha_\Xi \cos \theta + P_\Xi \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \left(\frac{|a_s|^2}{|a_s|^2 + |a_p|^2} + \frac{|a_p|^2 \cos 2\theta}{|a_s|^2 + |a_p|^2} \right) \right] . \quad (2.16)$$

A integral do primeiro termo de 2.16 é nula enquanto que a do segundo termo é igual a dois. Resta apenas o cálculo da terceira integral, facilmente realizado da seguinte maneira:

$$\int_{-1}^1 d(\cos \theta) \cos 2\theta = \int_{-1}^1 d(\cos \theta) (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)$$

utilizando $1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta$ e chamando $\cos \theta$ de x

$$\int_{-1}^1 [x^2 - (1 - x^2)] dx = 2 \cdot \frac{2}{3} - 2 = -\frac{2}{3} .$$

Portanto 2.16, que calcula a polarização do Λ na direção \hat{z} é igual a $\frac{1}{2} P_\Xi \frac{2|a_s|^2 - \frac{2}{3}|a_p|^2}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$.

Reescrevendo o resultado em termos de $\gamma_\Xi = \frac{|a_s|^2 - |a_p|^2}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$:

$$\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{z} = \frac{1 + 2\gamma_\Xi}{3} P_\Xi . \quad (2.17)$$

Analisando agora os dois resultados (2.15, 2.17), é possível concluir o seguinte:

-A distribuição angular dos Λ s produzidos no decaimento de Ξ s não é isotrópica mas depende do cosseno do ângulo entre o *momentum* do Λ e a direção de quantização do spin do Ξ . Essa distribuição é dada por (integrando 2.15 $d\phi$):

$$\frac{1}{N_0} \frac{dN_0}{d \cos \theta} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \cos \theta) . \quad (2.18)$$

Nota-se que a anisotropia depende da violação da paridade e da polarização dos Ξ s. Portanto sabendo o valor de α_{Ξ} , já determinado experimentalmente[25], a polarização de Ξ^- s, de spin 1/2, pode ser determinada a partir da medida da distribuição dos Λ^0 s provenientes do decaimento em função de $\cos \theta$ no referencial de repouso do Ξ^- . Por conservação de *momentum* a mesma distribuição vale também para os π^- s, substituindo θ por $\theta + \pi$.

-A polarização dos Ξ^- s pode ser obtida a partir da projeção no eixo z da polarização do Λ^0 , via 2.17.

A polarização do Λ^0 pode, por sua vez, ser determinada a partir do decaimento 2.5. A análise desse decaimento é análoga a análise do decaimento do Ξ^- , uma vez que o Λ^0 e o próton também possuem spin 1/2.

Dado o procedimento 2.14 acima é possível calcular o vetor de polarização para um Λ^0 que se desloca na direção $\hat{\Lambda}$ no referencial de repouso do Ξ^- através do cálculo de todas as suas projeções, obtendo-se

$$(1 + \alpha_{\Xi} \vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{\Lambda}) \vec{P}_{\Lambda} = \alpha_{\Xi} \hat{\Lambda} + (1 - \gamma_{\Xi}) (\vec{P}_{\Xi} \cdot \hat{\Lambda}) \hat{\Lambda} + \beta_{\Xi} (\vec{P}_{\Xi} \times \hat{\Lambda}) , \quad (2.19)$$

onde $\beta_{\Xi} = \frac{Im(a_s^* a_p)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$. O termo que multiplica P_{Λ} é exatamente a distribuição angular dos Λ^0 s, 2.18. Não havendo interações posteriores ao decaimento entre o Λ^0 e o π^- β_{Ξ} será identicamente nulo devido a invariância CPT [25].

Para o caso do decaimento do Ω , de spin 3/2, utiliza-se formalismo idêntico. Lembrando que o espaço de Hilbert de spin tem dimensão quatro o equivalente de 2.6 é

$$\hat{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

O equivalente de 2.7 é

$$\frac{\rho}{N_0} = A \mid \Omega^{\frac{3}{2}} \rangle \langle \Omega^{\frac{3}{2}} \mid + B \mid \Omega^{\frac{1}{2}} \rangle \langle \Omega^{\frac{1}{2}} \mid + C \mid \Omega^{-\frac{1}{2}} \rangle \langle \Omega^{-\frac{1}{2}} \mid + D \mid \Omega^{-\frac{3}{2}} \rangle \langle \Omega^{-\frac{3}{2}} \mid . \quad (2.20)$$

$Tr(\rho) = N_0(A + B + C + D)$ e $Tr(\rho \hat{\sigma}_z)/N_0 = A + \frac{B}{3} - \frac{C}{3} - D$. Destas duas relações segue $A + B + C + D = 1$ e $P_{\Omega} = (A + \frac{B}{3} - \frac{C}{3} - D)$.

Neste caso o *momentum* angular total no referencial de repouso do Ω é 3/2.

$$J = S_{\Lambda^0} + L_{K-\Lambda^0} = \frac{3}{2}.$$

Novamente existem dois valores possíveis para $L_{K-\Lambda^0}$, desta vez 1 (onda p) ou 2 (onda d). Utilizando os coeficientes de Clebsch-Gordan adequados é possível escrever a função de onda para o sistema $\Lambda^0 K^-$ associado ao decaimento do Ω^- .

-para $L_{K-\Lambda^0} = 1$:

$$\begin{aligned}
 |\Lambda, \Omega^{\frac{3}{2}}, p\rangle &= |\Lambda \uparrow, K, L = 1, m_L = 1\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{\frac{1}{2}}, p\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |\Lambda \downarrow, K, L = 1, m_L = 1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\Lambda \uparrow, K, L = 1, m_L = 0\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{-\frac{1}{2}}, p\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} |\Lambda \downarrow, K, L = 1, m_L = 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\Lambda \uparrow, K, L = 1, m_L = -1\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{-\frac{3}{2}}, p\rangle &= |\Lambda \downarrow, K, L = 1, m_L = -1\rangle
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

-para $L_{K-\Lambda^0} = 2$:

$$\begin{aligned}
 |\Lambda, \Omega^{\frac{3}{2}}, d\rangle &= \sqrt{\frac{4}{5}} |\Lambda \downarrow, K, L = 2, m_L = 2\rangle - \sqrt{\frac{1}{5}} |\Lambda \uparrow, K, L = 2, m_L = 1\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{\frac{1}{2}}, d\rangle &= \sqrt{\frac{3}{5}} |\Lambda \downarrow, K, L = 2, m_L = 1\rangle - \sqrt{\frac{2}{5}} |\Lambda \uparrow, K, L = 2, m_L = 0\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{-\frac{1}{2}}, d\rangle &= \sqrt{\frac{2}{5}} |\Lambda \downarrow, K, L = 2, m_L = 0\rangle - \sqrt{\frac{3}{5}} |\Lambda \uparrow, K, L = 2, m_L = -1\rangle \\
 |\Lambda, \Omega^{-\frac{3}{2}}, d\rangle &= \sqrt{\frac{1}{5}} |\Lambda \downarrow, K, L = 2, m_L = -1\rangle - \sqrt{\frac{4}{5}} |\Lambda \uparrow, K, L = 2, m_L = -2\rangle
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

Levando em conta a violação de paridade nas interações fracas, utilizando desta vez como coeficientes b_p e b_d , para indicar a contribuição das ondas p e d respectivamente

$$\begin{aligned}
|\Lambda, \Omega^{\frac{3}{2}}\rangle &= b_p |\Lambda, \Omega^{\frac{3}{2}}, p\rangle + b_d |\Lambda, \Omega^{\frac{3}{2}}, d\rangle \\
|\Lambda, \Omega^{\frac{1}{2}}\rangle &= b_p |\Lambda, \Omega^{\frac{1}{2}}, p\rangle + b_d |\Lambda, \Omega^{\frac{1}{2}}, d\rangle \\
|\Lambda, \Omega^{-\frac{1}{2}}\rangle &= b_p |\Lambda, \Omega^{-\frac{1}{2}}, p\rangle + b_d |\Lambda, \Omega^{-\frac{1}{2}}, d\rangle \\
|\Lambda, \Omega^{-\frac{3}{2}}\rangle &= b_p |\Lambda, \Omega^{-\frac{3}{2}}, p\rangle + b_d |\Lambda, \Omega^{-\frac{3}{2}}, d\rangle .
\end{aligned} \tag{2.23}$$

O equivalente de 2.12 é, substituindo a parte da função da função de onda relacionada ao *momentum* angular orbital pelos harmônicos esféricos apropriados

$$\begin{aligned}
\frac{\rho_\Lambda}{N_0} &= \frac{A |\Lambda(\theta, \phi), \Omega^{\frac{3}{2}}\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Omega^{\frac{3}{2}}| + B |\Lambda(\theta, \phi), \Omega^{\frac{1}{2}}\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Omega^{\frac{1}{2}}|}{|b_p|^2 + |b_d|^2} + \\
&\quad \frac{C |\Lambda(\theta, \phi), \Omega^{-\frac{1}{2}}\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Omega^{-\frac{1}{2}}| + D |\Lambda(\theta, \phi), \Omega^{-\frac{3}{2}}\rangle \langle \Lambda(\theta, \phi), \Omega^{-\frac{3}{2}}|}{|b_p|^2 + |b_d|^2} .
\end{aligned} \tag{2.24}$$

Dado ρ_Λ é possível calcular P_Λ em função de P_Ω , utilizando a equação 2.14, segundo procedimento análogo utilizado para partículas de spin 1/2. Para o calculo mais detalhado vide, por exemplo [6].

$$P_\Omega = \frac{5}{1 + 4\gamma_\Omega} P_\Lambda . \tag{2.25}$$

Portanto, segundo 2.25, a polarização do Ω^- é igual à polarização do Λ^0 , a menos de um fator numérico, que depende da constante $\gamma_\Omega = \frac{|b_p|^2 - |b_d|^2}{|b_p|^2 + |b_d|^2}$. Utilizando que $\alpha_\Omega^2 + \beta_\Omega^2 + \gamma_\Omega^2 = 1$, que β_Ω deve ser nulo pelo teorema *CPT* e que $\alpha_{\Omega^-} = -0.026 \pm 0.026$ [22], conclui-se $\gamma_\Omega = \pm 1$. Espera-se, no entanto, que o sinal de γ_Ω seja positivo[23]. Mede-se a polarização

do Λ^0 através do procedimento já definido acima para partículas de spin 1/2, via, por exemplo, 2.18, substituindo Ξ por Λ e entendendo a distribuição do Λ como a distribuição do p .

2.2.2 Interações Fracas - Formalismo Relativístico

O formalismo utilizado anteriormente considera apenas a conservação de *momentum* angular e o fato de as interações fracas violarem paridade. Nesta seção serão obtidos os mesmos resultados da seção anterior, para o caso de partículas com spin 1/2, através de um formalismo relativístico, utilizando alguns conceitos de teoria quântica de campos.

Estudar-se-á o decaimento do Λ^0 , 2.5. Os resultados obtidos valem, porém, para qualquer decaimento fraco onde uma partícula de spin 1/2 produz uma outra de spin 1/2 e uma partícula de spin nulo. A Hamiltoniana para a interação será, não considerando a estrutura interna de todos os hádrons

$$\mathcal{H}_{int} = \phi_{\pi}^{\dagger} \bar{\psi}_p (g + g' \gamma_5) \psi_{\Lambda} + \psi_{\Lambda}^{\dagger} (g^{*} + g'^{*} \gamma_5) \gamma_4 \psi_p \phi_{\pi} , \quad (2.26)$$

onde o segundo termo da Hamiltoniana representa o decaimento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^{+}$ e está presente para garantir uma Hamiltoniana hermitiana. É importante notar a presença da matriz γ_4 . Está sendo utilizada portanto a convenção de coordenadas x, y, z, ict para o espaço-tempo⁴. O elemento da matriz S entre o estado inicial $|i\rangle$ e final $|f\rangle$ é, em primeira ordem de perturbação :

$$S_{fi}^{(1)} = \left(-\frac{i}{\hbar} \right) \langle f | \int dt \int \mathcal{H}_{int}(\vec{x}, t) d^3x | i \rangle . \quad (2.27)$$

⁴Toda esta seção da tese foi baseada em Sakurai, J.J. *Advanced Quantum Mechanics* - Addison-Wesley Series in Advanced Physics, 1967 Addison-Wesley Publishing Company, Inc. - seção 3-11.

Para o decaimento de interesse existe, no estado inicial, um Λ^0 de quadri-*momentum* p e spin s , que é representado pela atuação de um operador de criação, $b_p^{(\Lambda,s)\dagger}$ no vácuo. Analogamente o estado final corresponde à atuação do operador de criação de píons com quadri-*momentum* p_π $a^\dagger(p_\pi)$ e do operador de criação de prótons com quadri-*momentum* p' e spin s' , $b_{p'}^{(p,s')\dagger}$ no vácuo.

$$\begin{aligned} |i\rangle &= b_p^{(\Lambda,s)\dagger} |0\rangle, \\ |f\rangle &= a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} |0\rangle. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Os operadores de 2.26 podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} \psi_\Lambda(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{m_\Lambda c^2}{|E|}} \sum_{r=1}^2 \left[b_p^{(\Lambda,r)}(0) u^{(\Lambda,r)}(\vec{p}) \exp\left(\frac{i\vec{p} \cdot \vec{x}}{\hbar} - \frac{i|E|t}{\hbar}\right) \right. \\ \left. + b_p^{(\Lambda,r)\dagger}(0) v^{(\bar{\Lambda},r)}(\vec{p}) \exp\left(-\frac{i\vec{p} \cdot \vec{x}}{\hbar} + \frac{i|E|t}{\hbar}\right) \right] \end{aligned}$$

onde $u^{(\Lambda,r)}$ ($v^{(\bar{\Lambda},r)}$) é a componente r do *spinor* $u^{(\Lambda)}$ do híperon ($v^{(\bar{\Lambda})}$ do antihíperon).

$$\begin{aligned} \psi_p(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{m_p c^2}{|E|}} \sum_{r=1}^2 \left[b_p^{(p,r)}(0) u^{(p,r)}(\vec{p}) \exp\left(\frac{i\vec{p} \cdot \vec{x}}{\hbar} - \frac{i|E|t}{\hbar}\right) \right. \\ \left. + d_p^{(\bar{p},r)\dagger}(0) v^{(\bar{p},r)}(\vec{p}) \exp\left(-\frac{i\vec{p} \cdot \vec{x}}{\hbar} + \frac{i|E|t}{\hbar}\right) \right] \end{aligned}$$

onde $u^{(p,r)}$ ($v^{(\bar{p},r)}$) é a componente r do *spinor* $u^{(p)}$ do próton ($v^{(\bar{p})}$ do antipróton). $d_p^{(\bar{p},r)\dagger}(0)$

é o operador de criação de anti-prótons.

$$\phi_\pi(\vec{x}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{c^2\hbar}{2\omega_\pi}} \left(a(\vec{k}) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega_\pi t)} + f^\dagger(\vec{k}) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega_\pi t)} \right), \quad (2.29)$$

sendo $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ e $\omega_\pi = \sqrt{|\vec{k}|^2 + (mc/\hbar)^2}$. Os $a(\vec{k})$ são os operadores de aniquilação do π^- , enquanto que os $f(\vec{k})$ são os operadores de aniquilação dos π^+ .

Substituindo 2.26, 2.28 e 2.29 em 2.27, as integrais d^3p (duas) e d^3k e os somatórios sobre as componentes dos spins são imediatamente resolvidas graças às relações de anticomutação $\{b_p^s, b_{p'}^{s'\dagger}\} = \delta_{ss'}\delta(\vec{p}-\vec{p}')$ para os férmions e à relação de comutação $[a(\vec{k}), a^\dagger(\vec{k}')] = \delta(\vec{k}-\vec{k}')$ para os píons (todos os outros comutadores/anticomutadores relevantes ao cálculo querido são identicamente nulos) e ao fato de $b_p^s | 0 \rangle = a(\vec{k}) | 0 \rangle = 0$. Serão analisados apenas os termos com quadri-*momentum* e spin idênticos aos de 2.28, os únicos que podem ser não nulos. Portanto $S_{fi}^{(1)}$ pode ser reescrito, no referencial de repouso do Λ , como:

$$S_{fi}^{(1)} = \frac{-i}{\hbar} \langle f | a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} b_{p=0}^{(\Lambda,s)} | i \rangle c \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_\pi}} \sqrt{\frac{m_p c^2}{E_p}} \bar{u}_p^{(s')}(p') (g + g' \gamma_5) u_\Lambda^s(0) \times \\ \times \int \frac{d^4x}{(2\pi\hbar)^4} e^{-\frac{i}{\hbar}(\vec{p}_\pi \cdot \vec{x} + \vec{p}' \cdot \vec{x})} e^{i(\omega_\pi t + \frac{E_p t}{\hbar} - \frac{m_\Lambda c^2 t}{\hbar})}. \quad (2.30)$$

A integral expressa a conservação de quadri-*momentum* e pode ser escrita como

$$\int e^{-\frac{i}{\hbar}(p_\pi + p' - p_\Lambda)x} d^4x = (2\pi\hbar)^4 \delta^4(m_\Lambda c^2 - p_\pi - p')$$

O elemento de matriz pode ser reescrito

$$\langle f | a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} b_{p=0}^{(\Lambda,s)} | i \rangle = \\ = \langle 0 | a(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')} a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} b_{p=0}^{(\Lambda,s)} b_{p=0}^{(\Lambda,s)\dagger} | 0 \rangle =$$

usando a relação de anticomutação para os operadores de criação e aniquilação de férmions

$$b_{p=0}^{(\Lambda,s)} b_{p=0}^{(\Lambda,s)\dagger} + b_{p=0}^{(\Lambda,s)\dagger} b_{p=0}^{(\Lambda,s)} = 1$$

$$= \langle 0 | a(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')} a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} 1 - b_{p=0}^{(\Lambda,s)\dagger} b_{p=0}^{(\Lambda,s)} | 0 \rangle =$$

$$= \langle 0 | a(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')} a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')\dagger} | 0 \rangle = \langle 0 | a(p_\pi) a^\dagger(p_\pi) b_{p'}^{(p,s')} b_{p'}^{(p,s')\dagger} | 0 \rangle =$$

usando as relações entre os operadores $b_{p'}^{(p,s')} b_{p'}^{(p,s')\dagger} + b_{p'}^{(p,s')\dagger} b_{p'}^{(p,s')} = 1$ e $a(p_\pi) a^\dagger(p_\pi) - a^\dagger(p_\pi) a(p_\pi) = 1$, e escrevendo $b_{p'}^{(p,s')\dagger} b_{p'}^{(p,s')} = N_p(p')$ e $a^\dagger(p_\pi) a(p_\pi) = N_\pi(p_\pi)$ onde os N s são operadores número de partículas

$$= \langle 0 | (1 + N_\pi(p_\pi))(1 - N_p(p')) | 0 \rangle = \langle 0 | 0 \rangle = 1$$

já que $\langle 0 | N_\pi(p_\pi) | 0 \rangle = \langle 0 | N_p(p') | 0 \rangle = 0$.

Resta ainda o produto entre *spinors* $\bar{u}_p^{(s')}(p')(g + g'\gamma_5)u_\Lambda^s(0)$. Cada um dos seus termos pode ser reescrito:

$$\bar{u}_p^{(s')}(p') = \sqrt{\frac{m_p c^2 + E_p}{2m_p c^2}} \begin{pmatrix} \chi^{(s')\dagger} & -\chi^{(s')\dagger} \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}' c)}{E_p + m_p c^2} \end{pmatrix},$$

sendo $-\chi^{(s')\dagger}$ o hermitiano conjugado do *spinor* de duas componentes, associado ao spin do próton.

$$u_\Lambda^s(0) = \begin{pmatrix} \chi^s \\ 0 \end{pmatrix},$$

sendo $\chi^{(s)}$ o *spinor* de duas componentes, associado ao spin do híperon .

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = - \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{1} \\ \mathbf{1} & \mathbf{0} \end{pmatrix},$$

onde $\mathbf{0}$ e $\mathbf{1}$ são a matriz quadrada nula de duas dimensões e a matriz identidade em duas dimensões , respectivamente. Daí:

$$\begin{aligned} & \bar{u}_p^{(s')}(p')(g + g'\gamma_5)u_\Lambda^s(0) \\ &= \sqrt{\frac{m_p c^2 + E_p}{2m_p c^2}} \begin{pmatrix} \chi^{(s')\dagger} & -\chi^{(s')\dagger} \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}' c)}{E_p + m_p c^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g & -g' \\ -g' & g \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi^s \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \sqrt{\frac{m_p c^2 + E_p}{2m_p c^2}} \chi^{(s')\dagger} \left(g + g' \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{p}' c)}{E_p + m_p c^2} \right) \chi^s. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Definindo $a_s = g$, $a_p = g' \mid \vec{p}' \mid c/E_p + m_p c^2$, $\hat{n} = \vec{p}' / \mid \vec{p}' \mid$ e $K = \sqrt{m_p c^2 + E_p / 2 m_p c^2}$ finalmente pode-se escrever

$$\bar{u}_p^{(s')}(p')(g + g' \gamma_5) u_\Lambda^s(0) = K \chi^{(s')\dagger} (a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \chi^s. \quad (2.32)$$

A probabilidade de ocorrência do decaimento será proporcional ao modulo quadrado de

$$\mid \chi^{(s')\dagger} (a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \chi^s \mid^2 =$$

$$= \chi^{(s')\dagger} (a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \chi^s \chi^{(s)\dagger} (a_s^* + a_p^* \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \chi^s =$$

$$= Tr[\chi^{(s')} \chi^{(s')\dagger} (a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \chi^s \chi^{(s)\dagger} (a_s^* + a_p^* \vec{\sigma} \cdot \hat{n})] =$$

lembrando que $\chi \chi^\dagger = 1/2(1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{\eta})$ onde $\vec{\sigma}$ é o vetor das matrizes de Pauli e $\hat{\eta}$ e o vetor unitário na direção do spin representado por χ ⁵

$$= Tr \left[\left(\frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{\eta}_p}{2} \right) (a_s + a_p \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \left(\frac{1 + \vec{\sigma} \cdot \hat{\eta}_\Lambda}{2} \right) (a_s^* + a_p^* \vec{\sigma} \cdot \hat{n}) \right].$$

Usando as seguintes propriedades das matrizes de Pauli

$$Tr(\sigma_i) = 0$$

$$Tr(\sigma_i \sigma_j) = 2\delta_{ij}$$

$$Tr(\sigma_i \sigma_j \sigma_k) = 2i\epsilon_{ijk}$$

$$Tr(\sigma_i \sigma_j \sigma_k \sigma_l) = 2\delta_{ij}\delta_{kl} - 2\delta_{ik}\delta_{jl} + 2\delta_{il}\delta_{jk}$$

⁵vide, por exemplo, Bjorken, J. e Drell, S., *Relativistic Quantum Mechanics*, 1964, McGraw-Hill Book Co. - cap. 3

e dividindo toda a equação por $|a_s|^2 + |a_p|^2$ para a obtenção da taxa de transição, R :

$$R = 1 + \gamma \hat{\eta}_p \cdot \hat{\eta}_\Lambda + (1 - \gamma) \hat{\eta}_p \cdot \hat{n} \hat{\eta}_\Lambda \cdot \hat{n} + \alpha (\hat{\eta}_p \cdot \hat{n} + \hat{\eta}_\Lambda \cdot \hat{n}) + \beta \hat{n} \cdot (\hat{\eta}_p \times \hat{\Lambda}) \quad (2.33)$$

Onde $\alpha = \frac{2\text{Re}(a_s^* a_p)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$, $\beta = \frac{2\text{Im}(a_s^* a_p)}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$ e $\gamma = \frac{|a_s|^2 - |a_p|^2}{|a_s|^2 + |a_p|^2}$.

Para o vetor de spin inicial descrito pela distribuição $1/2(1 + P_\Lambda)(+\hat{z}) + 1/2(1 - P_\Lambda)(-\hat{z})$

2.33 tem a seguinte forma ($\vec{P}_\Lambda = P_\Lambda \hat{z}$):

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{2}(1 + P_\Lambda)(1 + \gamma \hat{\eta}_p \cdot \hat{z}) + (1 - \gamma) \hat{\eta}_p \cdot \hat{n} \hat{z} \cdot \hat{n} + \alpha (\hat{\eta}_p \cdot \hat{n} + \hat{z} \cdot \hat{n}) + \beta \hat{n} \cdot (\hat{\eta}_p \times \hat{z}) + \\ &+ \frac{1}{2}(1 - P_\Lambda)(1 + \gamma \hat{\eta}_p \cdot (-\hat{z})) + (1 - \gamma) \hat{\eta}_p \cdot \hat{n} (-\hat{z}) \cdot \hat{n} + \alpha (\hat{\eta}_p \cdot \hat{n} - \hat{z} \cdot \hat{n}) + \beta \hat{n} \cdot (\hat{\eta}_p \times (-\hat{z})) = \\ &= 1 + \alpha \hat{\eta}_p \cdot \hat{n} + P_\Lambda (\gamma \hat{\eta}_p \cdot \hat{z}) + (1 - \gamma) \hat{\eta}_p \cdot \hat{n} \hat{z} \cdot \hat{n} + \alpha \hat{z} \cdot \hat{n} + \beta \hat{n} \cdot (\hat{\eta}_p \times \hat{z}) = \\ &= 1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \hat{n} + (\alpha \hat{n} + \gamma \vec{P}_\Lambda + (1 - \gamma)(\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{n}) \hat{n} + \beta(\vec{P}_\Lambda \times \hat{n})) \cdot \hat{\eta}_p = \\ R &= (1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \hat{n}) \left[1 + \left(\frac{(\alpha \hat{n} + \gamma \vec{P}_\Lambda + (1 - \gamma)(\vec{P}_\Lambda \cdot \hat{n}) \hat{n} + \beta(\vec{P}_\Lambda \times \hat{n}))}{1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \hat{n}} \right) \cdot \hat{\eta}_p \right] . \quad (2.34) \end{aligned}$$

Integrando 2.34 na variável $\hat{\eta}_p$, isto é, calculando a distribuição para qualquer spin do próton verifica-se que a distribuição dos prótons no referencial é idêntica a expressão 2.18, substituindo Λ por Ξ e p por Λ , uma vez que $\int_{-1}^1 \cos \theta d(\cos \theta) = 0$.

Por outro lado é possível reescrever 2.7 como $\approx (1 + \vec{P}_\Xi \cdot \hat{\sigma}_\Xi)$. O termo entre colchetes de 2.34 tem a mesma forma e identifica-se a parcela que multiplica escalarmente $\hat{\eta}_p$ como o vetor polarização do feixe de prótons. Verifica-se que a equação encontrada para a polarização do feixe de prótons é idêntica a equação 2.17, dadas as substituições mencionadas no parágrafo acima.

Verifica-se, finalmente, que as seções 2.2.1 e 2.2.2 produzem resultados idênticos para a determinação da polarização de um híperon de spin $1/2$ que decai fracamente em uma partícula de spin $1/2$ e outra de spin nulo. Foi verificado que existem duas maneiras de se determinar a polarização do feixe de híperons de spin meio: a primeira é medir a distribuição angular das partículas produzidas no referencial de repouso do híperon, utilizando 2.18, e a segunda é medir a polarização da partícula de spin $1/2$ produzida (utilizando novamente 2.18) e depois utilizar 2.17, por exemplo, para extrair a polarização do híperon. Note que para híperons de spin $3/2$ não existe nenhum similar à 2.18 que forneça diretamente a polarização do híperon, sendo portanto necessária a determinação da polarização da partícula de spin $1/2$ produzida no momento do decaimento para determinar a polarização do híperon, através da relação 2.25.

Capítulo 3

A Experiência E791

Em julho de 1991 a experiência E791 começou, no *Tagged Photon Laboratory* (TPL), laboratório localizado no Fermilab(EUA), sua coleta de dados, que perdurou até janeiro de 1992. A reconstrução da totalidade dos eventos durou 3 anos e terminou no final de 1994. A análise de dados está ainda em andamento e deve durar mais alguns anos. O principal objetivo da experiência é o estudo das propriedades de hádrons que contêm o *quark c* nas suas camadas de valência, isto é hádrons charmosos. Para atingir tal objetivo optou-se pelo acúmulo de grande quantidade de dados através de um gatilho (*trigger*) frouxo, para se tentar detectar, entre outros efeitos, decaimentos raros de hádrons charmosos.

A experiência consistiu basicamente da interação de um feixe de píons negativos de *momentum* 500 GeV/c, no referencial do laboratório, com alvos fixos de platina (Pt) e carbono (C). O conjunto de detectores utilizado tinha por objetivo determinar a carga, *momentum* linear, posição e energia, além de identificar as partículas produzidas, ou provenientes do decaimento de alguma partícula produzida, na interação entre o feixe e o alvo. Para atingir esse objetivo o TPL contou com o *Tagged Photon Spectrometer* (TPS), constituído de 23 detectores de microtiras de silício, 10 câmaras de fios proporcionais, 4

câmaras de arrasto, 2 ímãs, 2 contadores de radiação Čerenkov, 2 calorímetros e um 2 conjuntos de cintiladores para a detecção de múons.

Os dados todos estão armazenados em 24 mil fitas de 8mm, e espera-se extrair desses dados mais de 150 mil eventos charmosos.

Nesta seção serão descritos alguns pormenores da experiência em questão. Esta descrição será sem dúvida resumida e omitirá alguns pontos relevantes para uma melhor compreensão dos procedimentos da experiência. Melhor e mais completa descrição da experiência pode ser encontrada, entre outros, em [26, 27].

3.1 O Acelerador, o Feixe e o Alvo

3.1.1 O Acelerador e o Feixe

A experiência E791 fez uso de um feixe colimado de píons de carga negativa. Este feixe de mésons é criado na interação de um feixe de prótons com um alvo fixo de berílio (Be).

O feixe de prótons é extraído do Tévatron com 900 GeV de energia e injetado numa linha de feixe até o alvo de Be. O feixe de prótons é acelerado em etapas por um conjunto de aceleradores. A figura 3.1 mostra esquematicamente todos os aceleradores por onde passa o feixe de prótons, e as energias típicas de saída de cada acelerador.

O feixe de píons produzido era selecionado, focalizado e alinhado por dois dipolos e dois quadrupolos magnéticos presentes na região anterior ao TPL. Desta maneira era possível contar com um feixe limpo, isto é, composto apenas de píons negativos, com energia e *momentum* bem definidos. Antes de atingir o alvo o feixe passava por uma região que continha 8 câmaras de fios proporcionais, que determinavam a trajetória das partículas

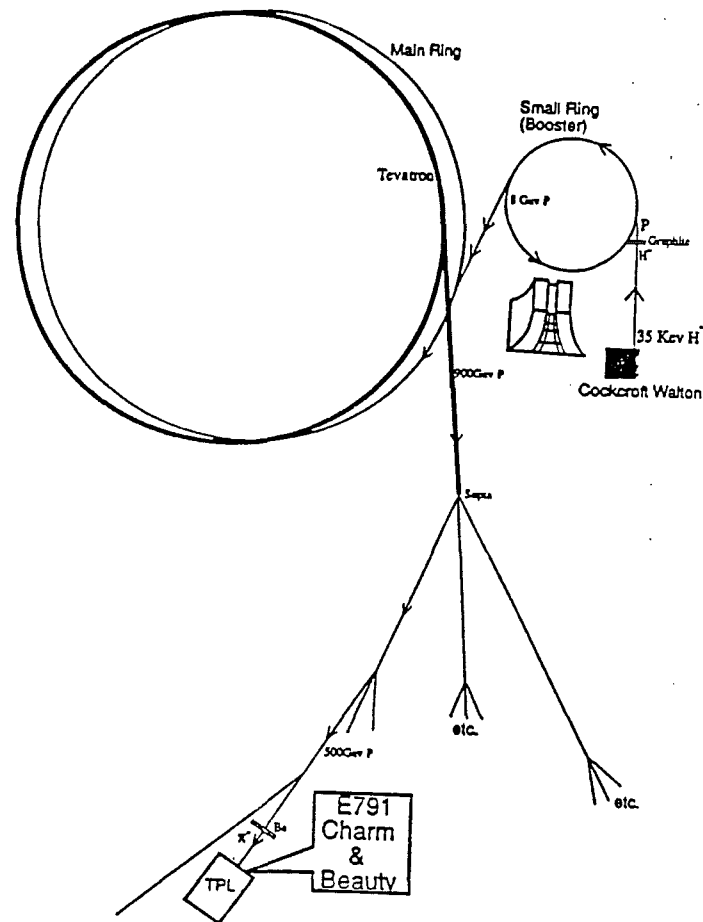


Figura 3.1: Visão esquemática do conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe, presentes no Fermilab.

do feixe antes de atingir o alvo e portanto fornecendo as coordenadas x e y da interação (vide figura 3.2). Melhor descrição dessas câmaras é feita em outra seção deste capítulo.

A produção de píons para formar o feixe não era contínua. O feixe vindo do Tévatron incidia sobre o alvo de berílio durante 22 segundos a cada minuto. A este intervalo de 22 segundos chamou-se derrame (do inglês *spill*). A cada derrame eram produzidos aproximadamente 42 milhões de píons .

3.1.2 O Alvo

A experiência contou com 5 alvos finamente segmentados para facilitar a determinação da coordenada z da interação (vide figura 3.2), sendo quatro de carbono e um, o primeiro a

travar contato com o feixe, de platina. A disposição e espessura dos alvos foram escolhidas não só de modo a favorecer a produção de partículas charmosas, mas também de modo a garantir a melhor resolução para os pontos de produção e decaimentos dos hádrons charmosos produzidos.

Dado o comprimento de interação dos materiais a espessura do alvo foi escolhida tal que fosse maximizada a probabilidade de haver uma interação sem que ocorressem espalhamentos coulombianos múltiplos dentro dos alvos, fato este que prejudicaria a resolução do vértice primário, isto é, posição onde ocorreu a interação do feixe com o alvo sendo produzidas partículas charmosas. A distância entre os alvos deveria permitir que o vértice secundário, isto é, posição do decaimento de uma partícula charmosa, estivesse localizado fora da região do alvo.

Folhas	1	2	3	4	5
material	Pt	C	C	C	C
posição em z (cm)	-8,191	-6,690	-5,154	-3,594	-2,060
espessura (mm)	0,52	1,57	1,57	1,53	1,58
compr.de interação	0,588%	0,412%	0,412%	0,402%	0,415%

Tabela 3.1: Configuração das 5 folhas de alvo.

O comprimento médio percorrido, l , por uma partícula de vida média τ , energia E e massa m é dado por

$$l = \gamma\beta c\tau$$

sendo $\gamma = E/m$. Para as condições da experiência em questão um méson charmoso típico $\gamma \sim 100$, $\beta \sim 1$ e $\tau \sim (4 - 10) \times 10^{-13}$, portanto $l \sim 1\text{cm}$.

A tabela 3.1 traz as características dos alvos, que consideram todos os fatores apontados acima.

3.2 O Espectrômetro

Por espectrômetro entende-se um conjunto de detectores projetados para executar tarefas específicas. A experiência 791 é a última de uma série de quatro experiências realizadas no TPL, utilizando basicamente o mesmo espectrômetro, acrescentadas algumas modificações. Este, o TPS, está esquematizado na figura 3.2. As subseções que seguem descrevem os detectores que compõem o TPS. As informações genéricas sobre cada detector foram baseadas em [24, 26, 27].

3.2.1 Os Detetores de Microtiras de Silício (SMD)

O primeiro conjunto de detectores, composto de 23 planos localizados perto da região do alvo, sendo seis localizados antes do alvo e os demais após o mesmo (vide figura 3.3), foi de SMD *Silicon Microstrip Detectors*, ou detectores de microtiras de silício. A sua principal função é medir com grande precisão trajetórias carregadas, permitindo distinguir o vértice primário do vértice secundário, isto é, o local de produção das partículas charmosas do local de decaimento das mesmas, dado que as suas vidas médias são diminutas.

Os SMD são detectores de estado sólido capazes de operar discriminando uma grande quantidade de interações a cada segundo ($\approx 10^6$), mantendo alta resolução. São eles

TAGGED PHOTON SPECTROMETER E791

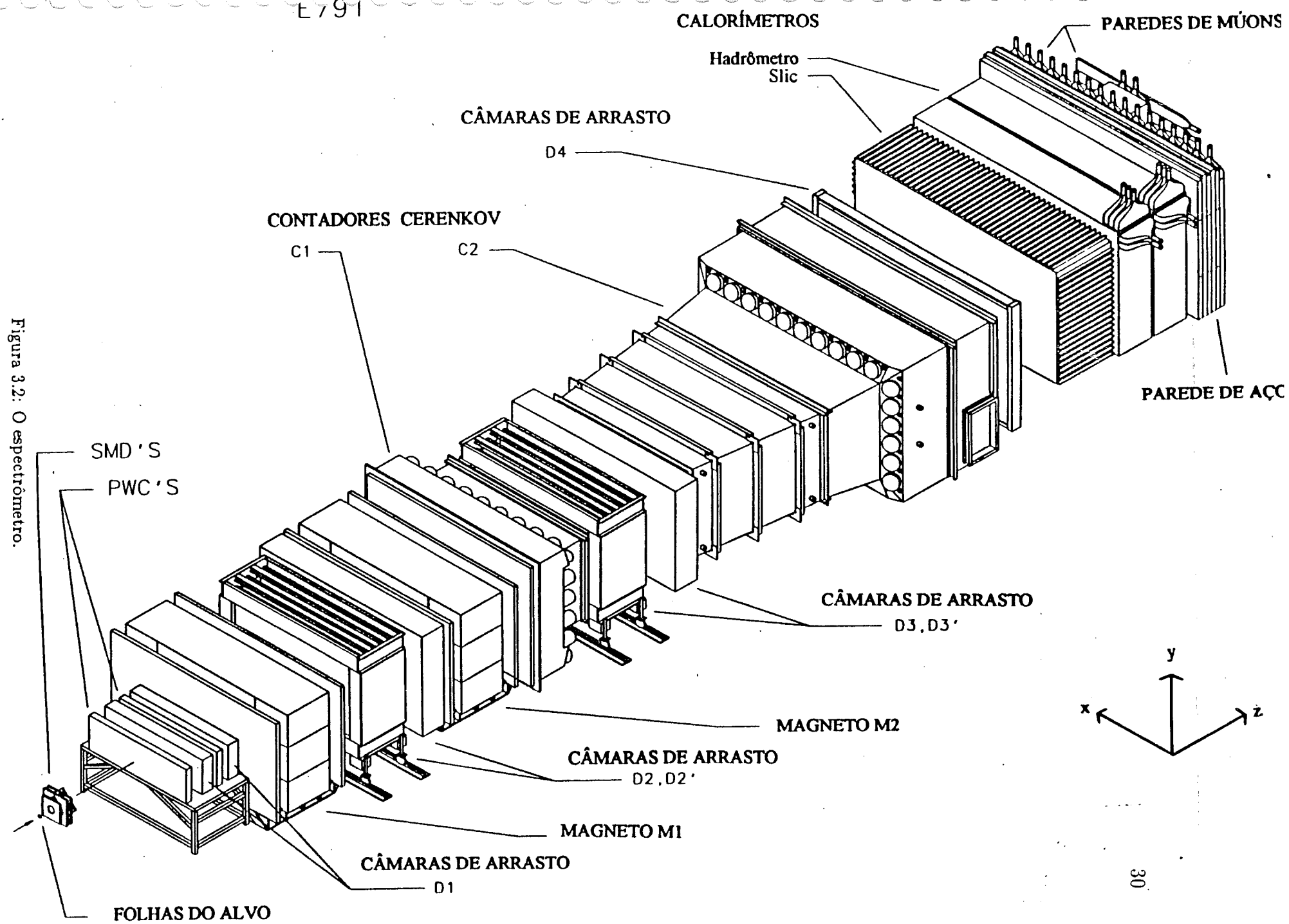


Figura 3.2: O espectrômetro.

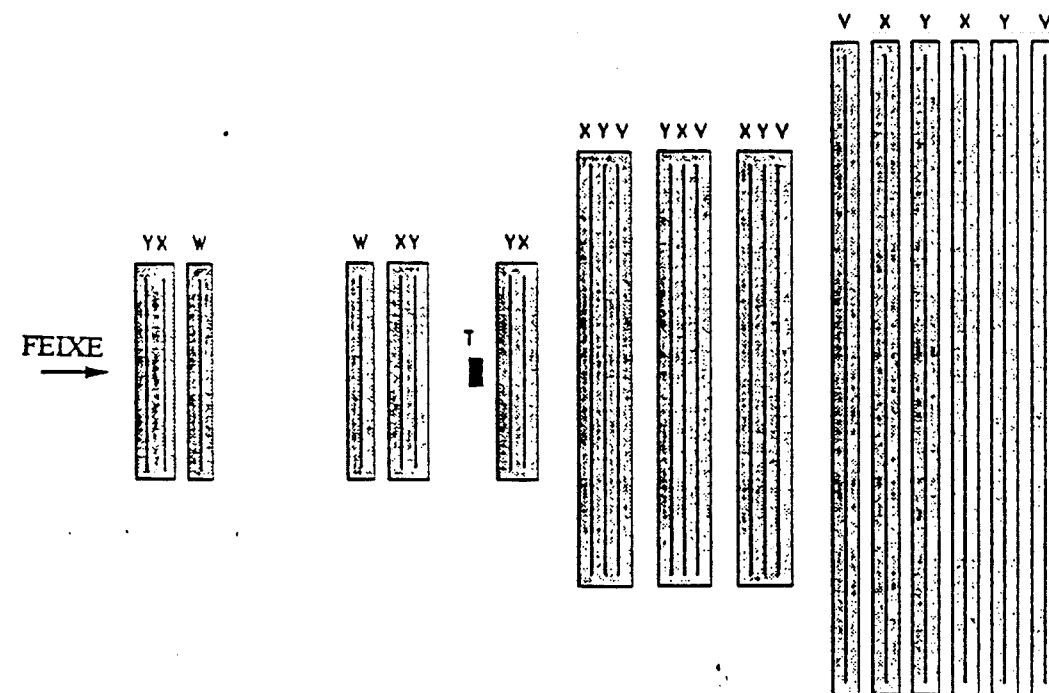


Figura 3.3: Configuração dos planos SMD na E791. As etiquetas X,Y,W e V dizem respeito a orientação das tiras do plano, podendo estar estas paralelas aos eixos x ou y , ou formar um ângulo não reto com os mesmos. T indica a posição das folhas que compõem o alvo.

criados na forma de planos muito finos ($\approx 300\mu\text{m}$) de silício do tipo-n. Uma das faces é dopada com arsênio, enquanto que na outra são depositadas pequenas tiras com $30\mu\text{m}$ de largura interespçadas de 25 ou $50\mu\text{m}$ dopadas com boro do tipo-p. Uma camada de alumínio é depositada sobre as tiras do tipo-p e sobre a outra face inteira para facilitar conexões eletromagnéticas com o exterior. Um campo elétrico é aplicado às extremidades do detector. A figura 3.4 traz um esquema para um SMD típico.

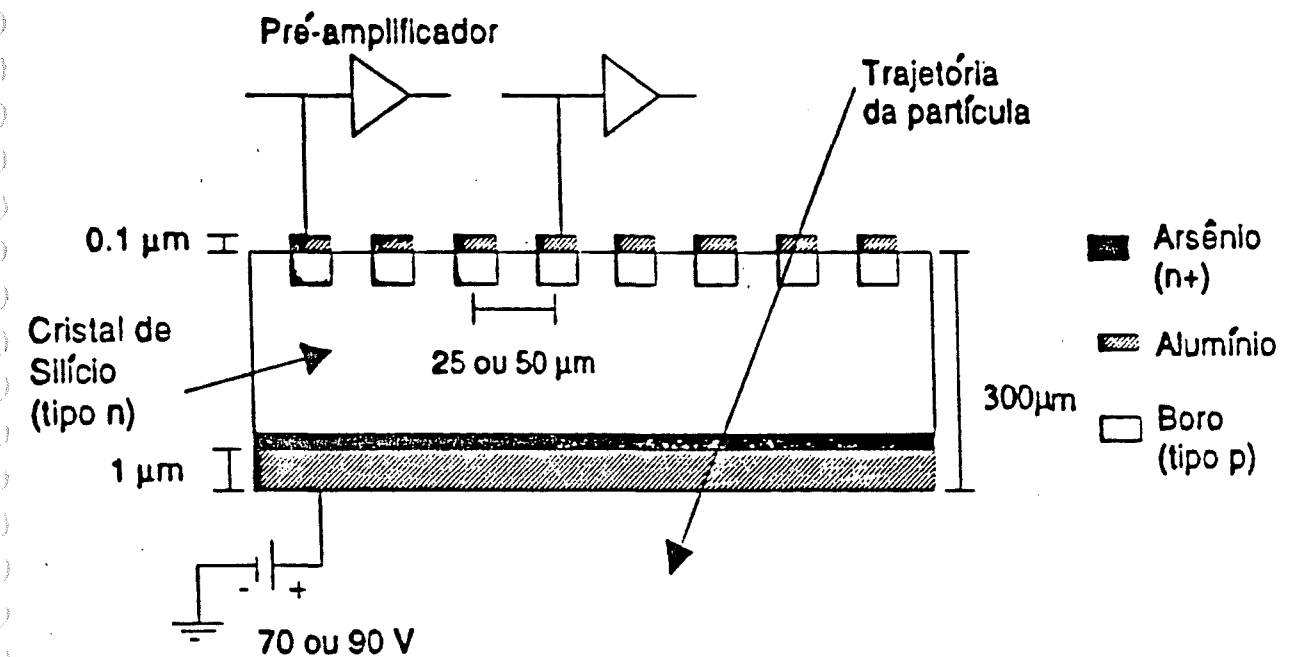


Figura 3.4: Seção reta de um plano do SMD.

Uma partícula carregada ao cortar um plano de SMD produz pares elétron-buraco, que migram para as extremidades do detector graças ao campo elétrico. Isto produz um pulso elétrico na tira mais próxima ao ponto de entrada da partícula. Este pulso é coletado e amplificado, indicando a tira mais próxima à passagem da partícula e portanto determinando uma das coordenadas de posição da partícula carregada.

3.2.2 As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC)

A câmara de fios proporcional (ou PWC do inglês *Proportional Wire Chamber*) é mais um detector para determinar a posição de partículas carregadas. A experiência utilizou duas PWC localizadas após a região do alvo para aumentar a resolução das trajetórias de partículas carregadas. Havia também outras oito PWC localizadas na região anterior ao alvo, para determinar a posição x e y do feixe. As PWC possuíam orientações diversas para os seus fios, podendo eles estar paralelos ao eixo x (orientação X e X'), paralelos ao eixo y (orientação Y) ou formando um ângulo de 60° com o eixo x (orientação W). Vide 3.2 para a definição dos eixos cartesianos. A diferenciação entre X e X' diz respeito a uma diferença translacional de 0.5 mm na direção \hat{y} entre as câmaras cujas orientações são X

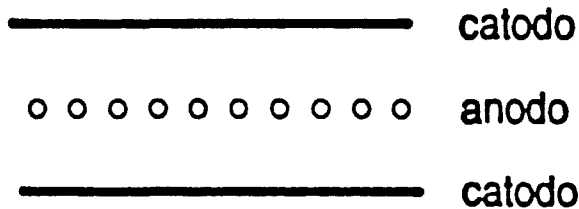


Figura 3.5: Esquema de uma PWC típica.

Uma PWC típica é composta de um gás na presença de um campo elétrico. Este campo é fruto da diferença de potencial entre dois planos que limitam a PWC e um plano de fios localizado no centro da câmara (vide 3.5). A passagem de uma partícula carregada ioniza o gás, e os íons produzidos se dirigem para os fios carregados, produzindo mais íons pelo caminho (avalanche). Ao atingirem o fio, os íons são coletados e o pulso por eles

formado é amplificado e medido. A amplitude do pulso elétrico coletado é proporcional a distância entre o ponto de incidência da partícula e o fio, justificando o nome do detector.

A precisão da PWC é proporcional ao espaçamento entre os fios das mesmas. As PWC utilizadas na experiência continham uma mistura de 17% de CO_2 , 0,3% de freon e 82,7% de argônio. A eficiência de cada câmara variou entre 70% e 90% para PWC na região anterior ao alvo e 90% e 95% para PWC na região após o alvo.

3.2.3 As Câmaras de Arrasto (DC)

O TPS contou com mais um conjunto de detectores para determinação precisa das trajetórias de partículas carregadas e dos pontos de produção e decaimento das mesmas. As câmaras de arrasto (DC), do inglês *drift chambers*, são outro conjunto de detectores cuja operação, como no caso das PWC, se baseia na ionização de um gás por uma partícula energética carregada.

A E791 continha quatro estações de câmaras de arrasto, formando um total de 35 planos sensores. Cada plano possuía uma entre quatro orientações: X, X', U e V. As orientações X e X' já foram descritas anteriormente. As orientações U e V são paralelas a direções que formam, respectivamente, $\pm 20,5^\circ$ com o eixo y . A figura 3.6 ilustra câmaras com orientação X, U e V.

A primeira estação (D1 - vide figura 3.2) estava localizada antes de M1, o primeiro ímã. A segunda (D2) se encontrava entre os dois ímãs analisadores. A terceira seguia após o segundo ímã enquanto a quarta se encontrava entre o segundo contador Čerenkov e o primeiro calorímetro.

Uma câmara de arrasto é composta por fios carregados para produzir um campo

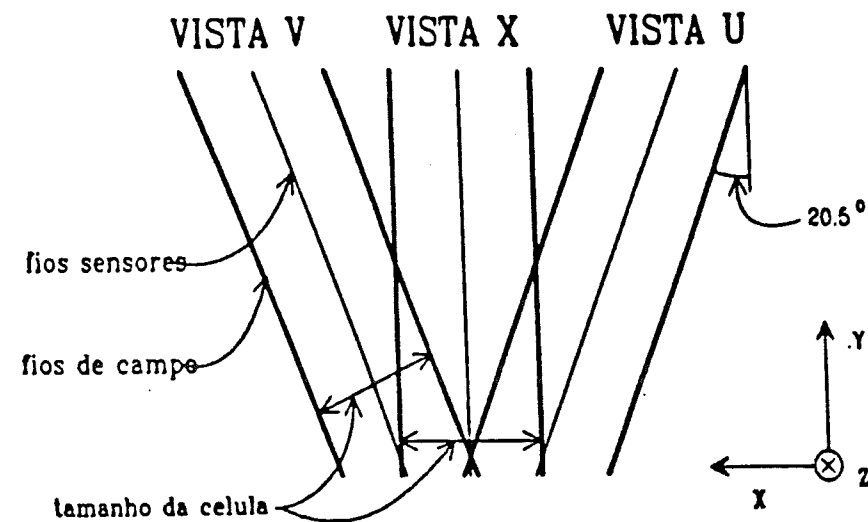


Figura 3.6: Orientação dos planos de DC.

elétrico dentro da câmara e fios sensores, permeados por uma mistura de argônio e etano. Átomos são ionizados durante a passagem da partícula carregada e seus elétrons são coletados nos fios coletores. Posteriormente os íons são arrastados para o catodo. A velocidade deste arrasto depende do gás e sendo a sua expressão conhecida é possível determinar o ponto de passagem da partícula através da determinação do tempo de deriva dos íons até o catodo.

A eficiência das três primeiras câmaras foi de 95% durante a tomada de dados, enquanto que a eficiência da última foi de 90%. A resolução de cada uma, associada ao espaçamento entre os fios e a natureza do gás foi de $275\mu\text{m}$, $250\mu\text{m}$, $250\mu\text{m}$ e $350\mu\text{m}$ respectivamente.

3.2.4 Os Imãs Analisadores

Para a determinação do *momentum* linear de partículas carregadas foram incluídos dois ímãs cujos campos magnéticos aproximadamente uniformes apontavam na direção $-\hat{y}$ e tinham módulo bem conhecido. As partículas carregadas, ao atravessar a região do campo, sofriam uma deflexão no plano xoy nas suas trajetórias. Através desta deflexão θ é possível extrair o *momentum* da partícula através da relação

$$p \simeq \frac{\int B dl}{3,33\theta} ,$$

sendo p o *momentum* linear da partícula em GeV/c, B o campo magnético em Tesla e l a distância percorrida pela partícula em metros.

3.2.5 Os Contadores Čerenkov

Além da trajetória e o *momentum* de cada partícula carregada produzida é necessário determinar a energia e a natureza de cada partícula carregada. Os contadores Čerenkov (C1 e C2 na figura 3.2) determinam a natureza de cada hádron que os atravessa, discriminando entre prótons, káons e píons . O princípio de funcionamento desses contadores é o fato de partículas que se movem a uma velocidade maior que a da luz num determinado meio emitirem fótons, denominados de radiação Čerenkov .

A radiação Čerenkov é emitida em um ângulo bem definido, θ_c , dado pela expressão

$$\cos\theta_c = \frac{c}{v\eta} ,$$

onde v é a velocidade da partícula , η é o índice de refração do meio e c é a velocidade da luz no vácuo. Só há emissão de radiação para partículas que se movem a uma ve-

locidade superior a c/η , portanto apenas partículas com *momentum* linear maior que um determinado limiar p_l irradiam. Este *momentum* linear limite é dado por

$$p_l \simeq \frac{mc}{\sqrt{2(\eta - 1)}} .$$

Verifica-se que p_l é diferente para partículas com massas diferentes. Desta maneira, portanto, é possível identificar a massa de algumas partículas , reconhecendo-as como píons , káons ou prótons de acordo com a informação obtida nos dois contadores Čerenkov .

Os contadores Čerenkov possuem uma estrutura complexa, esquematizada na figura 3.7, e melhor explicada nas referências citadas no início deste capítulo.

A tabela 3.2 contém algumas das propriedades de C1 e C2.

Contador	C1	C2
comprimento (m)	3,7	6,6
número de espelhos	28	32
mistura gasosa	100% N ₂	80%He , 20% N ₂
limiar de <i>momentum</i> pión (GeV/c)	6	11
limiar de <i>momentum</i> káon (GeV/c)	20	36
limiar de <i>momentum</i> próton (GeV/c)	38	69

Tabela 3.2: Propriedades dos Contadores Čerenkov .

Para ser determinada a massa de uma determinada partícula associada a uma trajetória carregada basta analisar se esta produziu luz em C1 e/ou C2. A tabela 3.3 ex-

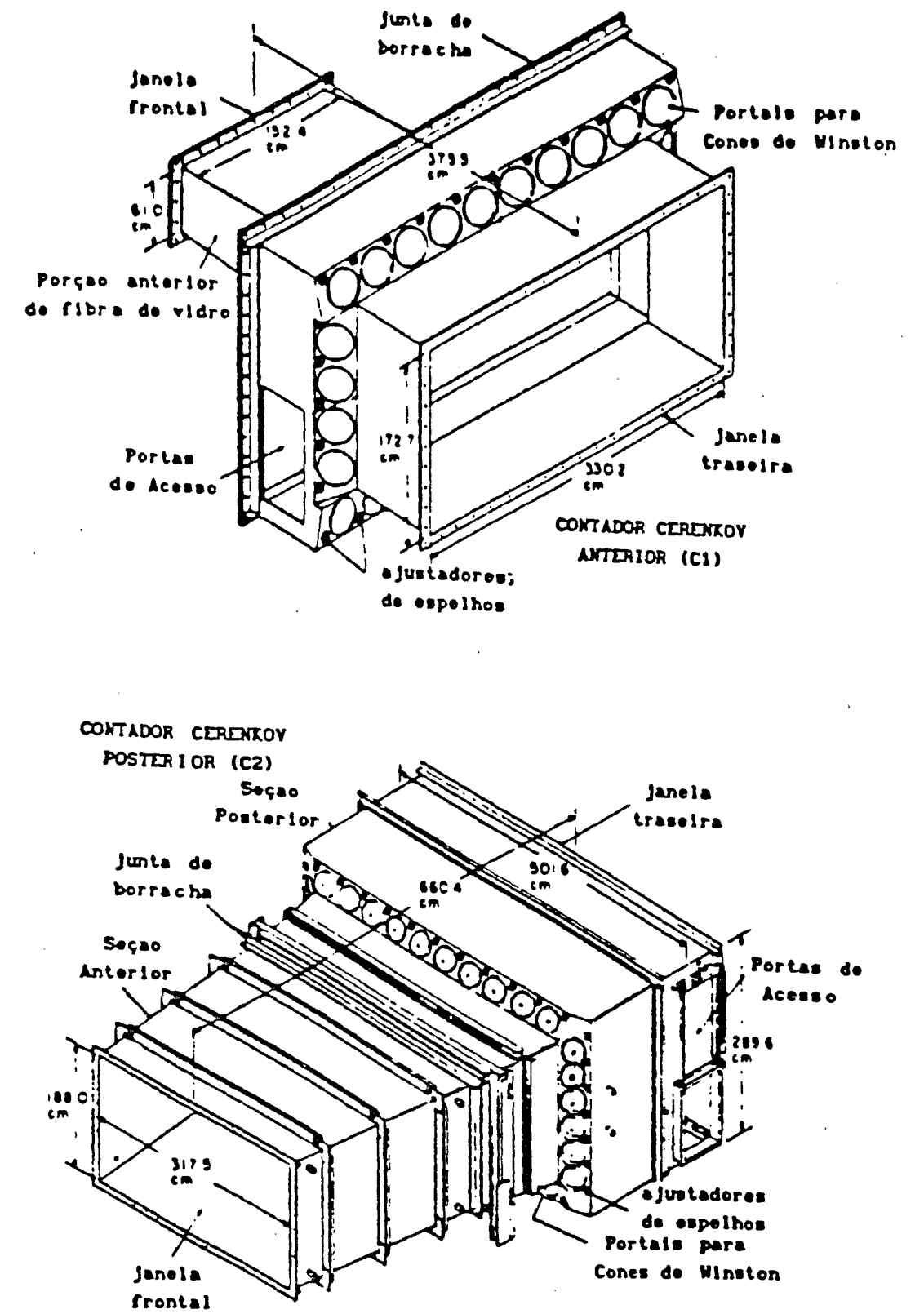


Figura 3.7: Detetores de radiação Čerenkov.

Momentum(GeV)	π	K	p
6-11	$C_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$
11-20	$C_1 C_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$
20-36	$C_1 C_2$	$C_1 \bar{C}_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$
36-38	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$\bar{C}_1 \bar{C}_2$
38-69	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 \bar{C}_2$
69-250	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$	$C_1 C_2$

Tabela 3.3: Estados dos detectores Čerenkov em função do *momentum* das partículas.

plicita todas as combinações de C_n , produzir radiação no contador n e \bar{C}_n , não produzir radiação no contador n .

Para cada partícula que atravessa os dois contadores Čerenkov é determinada a probabilidade dela ser um próton, um káon ou um pión . Para partículas cuja identidade não é determinada pelos contadores são associadas probabilidades definidas a priori, associadas à quantidade relativa de píons (80%), káons (14%) e prótons (6%) esperada para a experiência.

3.2.6 Os Calorímetros

Todos os componentes do espectrômetro descritos até aqui pouco afetam (como os SMD, PWC, Čerenkov) ou afetam de forma controlada (como os ímãs analisadores) a evolução livre das partículas produzidas. Por outro lado os calorímetros , detectores reponsáveis pela determinação da energia de cada partícula que com eles interage, alteram por completo a trajetória das partículas , levando-as, inclusive ao repouso. Por este motivo os dois calorímetros se encontram no final de todo o aparato experimental. Depois deles apenas os detectores de múons, uma vez que são eles, os múons, os únicos que sobrevivem

pouco alterados aos efeitos dos dois calorímetros . É importante ressaltar que também os neutrinos sobrevivem aos efeitos dos calorímetros . Infelizmente os neutrinos atravessam todo o espectrômetro sem deixar nenhum vestígio em qualquer um dos detectores.

O processo de funcionamento dos calorímetros é, em tese, simples: partículas com grande energia produzem mais partículas ao interagir com o detector, e estas produzem ainda mais partículas e assim por diante, até que a energia de cada partícula produzida na n -ésima interação seja insuficiente para continuar o processo. Este processo é conhecido como chuva, e a energia é determinada a partir da medição do tamanho de cada chuva.

Os calorímetros compõem a única parte do detector capaz de identificar partículas neutras. Eles são também capazes de identificar alguns tipos de partículas , graças à forma do chuva produzido.

São dois os calorímetros : o primeiro é um calorímetro eletromagnético, denominado SLIC (*Segmented Liquid Ionization Calorimeter*) e o segundo é o Hadrômetro. Ambos são descritos, em separado, a seguir.

O Calorímetro Electromagnético (SLIC)

O SLIC foi projetado de forma a determinar a energia de fótons e elétrons. Para as energias de interesse na experiência o processo de interação de fótons com a matéria produz predominantemente pares e^+e^- , enquanto que a interação de elétrons com a matéria produz predominantemente radiação de frenagem (*bremstrahlung*), isto é, fótons. Verifica-se, portanto, que a entrada de um fóton ou elétron no detector produz um chuva

de elétrons seguidos de fótons seguido de elétrons..., até que toda a energia seja depositada no SLIC.

O SLIC era composto de camadas de chumbo, onde ocorriam as interações, seguidas de camadas de cintilador líquido. Ao todo eram 20 camadas de chumbo e 20 de cintilador orientadas na direção X, 20 de cada orientadas na direção U e também 20 orientadas na direção V, dispostas alternadamente (vide figura 3.6 para as orientações). As camadas de cintilador eram segmentadas por placas corrugadas de alumínio. A figura 3.8 apresenta uma visão esquemática do SLIC.

A energia era determinada medindo-se a luz proveniente dos cintiladores, que era coletada pelas corrugações de alumínio. Quanto mais luz coletada na n -ésima camada do SLIC maior a energia. O tamanho do SLIC era tal que permitia a coleta de mais de 99% da energia de qualquer fóton ou elétron típico.

O Calorímetro Hadrônico - Hadrômetro

Seguindo o SLIC o Hadrômetro estava presente para detectar hádrons. O Hadrômetro era composto de dois módulos, cada um composto de 18 camadas alternadas de aço e de cintilador. As camadas estavam orientadas nas direções X ou Y. A figura 3.9 apresenta uma visão esquemática do Hadrômetro.

As partículas que atingiam o Hadrômetro eram apenas aquelas que sobreviviam a todo o detector, isto é, apenas aquelas que não decaíram antes e não foram destruídas no SLIC. Restavam apenas píons, káons, prótons, múons e neutrinos. O Hadrômetro foi projetado para que todos os hádrons fossem absorvidos, sobrevivendo apenas os múons e

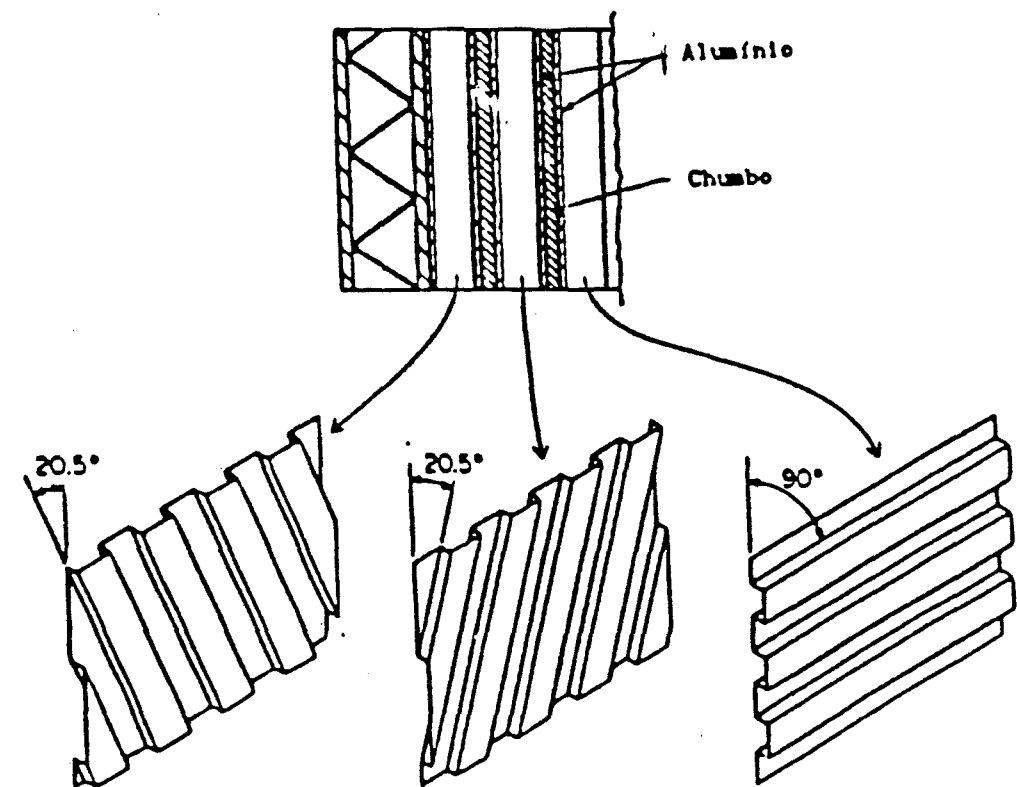
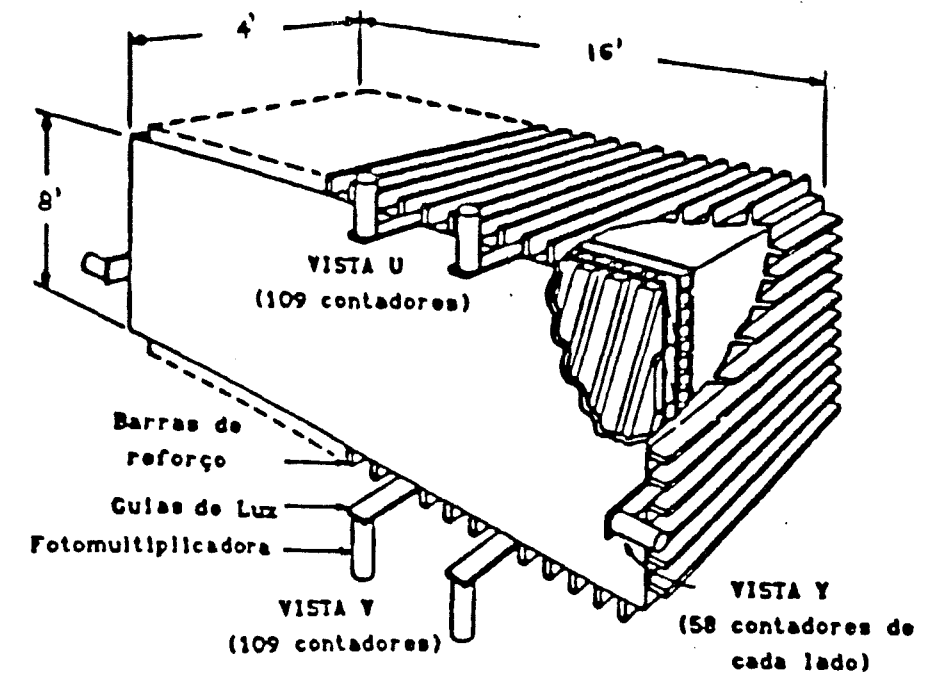


Figura 3.8: O SLIC e seção do SLIC mostrando as corrugações

os neutrinos.

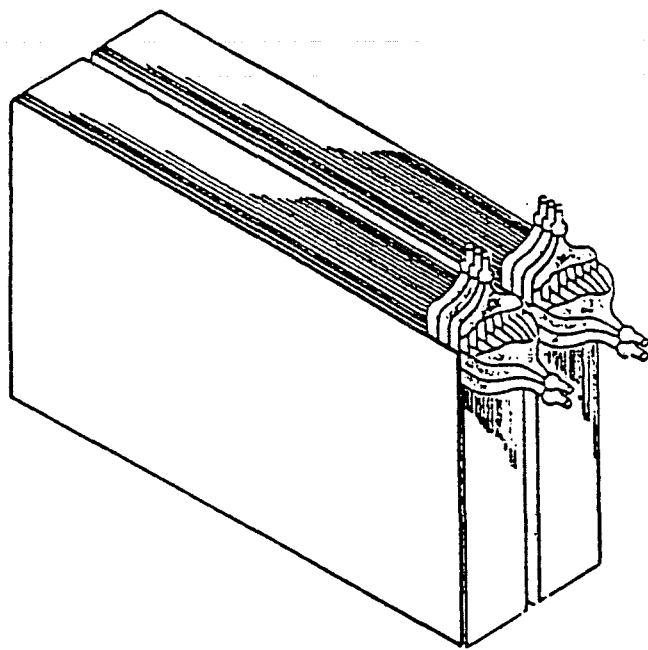


Figura 3.9: O Calorímetro hadrônico.

3.2.7 Os Detectores de Múons

Após os dois calorímetros uma parede de aço de mais de um metro de espessura garantia que todos os hádrons seriam absorvidos antes do final do TPS, onde se localizavam os detectores ou paredes de múons. Eram elas duas, e foram denominadas X e Y respectivamente.

Ambas eram compostas de cintiladores sólidos, no formato de grandes ripas. A passagem de um múon pelo cintilador faz surgir um fóton facilmente detectável. Os cintiladores da parede X estavam orientados na direção X enquanto que os cintiladores da parede Y estão orientados na direção Y. A figura 3.10 apresenta uma visão superior dos dois calorímetros e das duas paredes de múons.

A detecção de múons foi de crucial importância para a elaboração de alguns trabalhos, entre eles [27].

3.3 O Gatilho da Experiência e a Aquisição dos Dados

A experiência optou por uma pré-seleção de eventos em tempo real, ou gatilho, denominado frouxo. Isso significa que poucas condições foram impostas para que um evento fosse considerado candidato a evento de interesse. Esta estratégia já havia sido adotada anteriormente em outras experiências para estudo de charme no TPL, entre elas a E691 e a E769, com bons resultados na obtenção de uma amostra rica em eventos charmosos.

A opção pelo gatilho frouxo traz consigo um problema: o número de eventos a ser armazenado é muito grande, e a coleta dos dados deve ser muito rápida. Para isso a experiência contou com um sistema avançado e muito eficiente de aquisição de dados.

3.3.1 O Gatilho da Experiência

O gatilho da experiência, do inglês *trigger*, é definido como um conjunto de condições que devem ser satisfeitas para indicar que um determinado evento é interessante e deve ser armazenado para futura análise. O gatilho da E791 dividiu-se em duas partes: um pré-gatilho, na região do alvo, e um segundo gatilho que utiliza os calorímetros.

O pré-gatilho era realizado por três cintiladores localizados na vizinhança do alvo. A configuração destes cintiladores está na figura 3.11. O primeiro cintilador estava presente para garantir que apenas uma partícula do alvo sofresse interação, isto é, vetava eventos onde um sinal equivalente a mais de um pión era detectado. O segundo cintilador

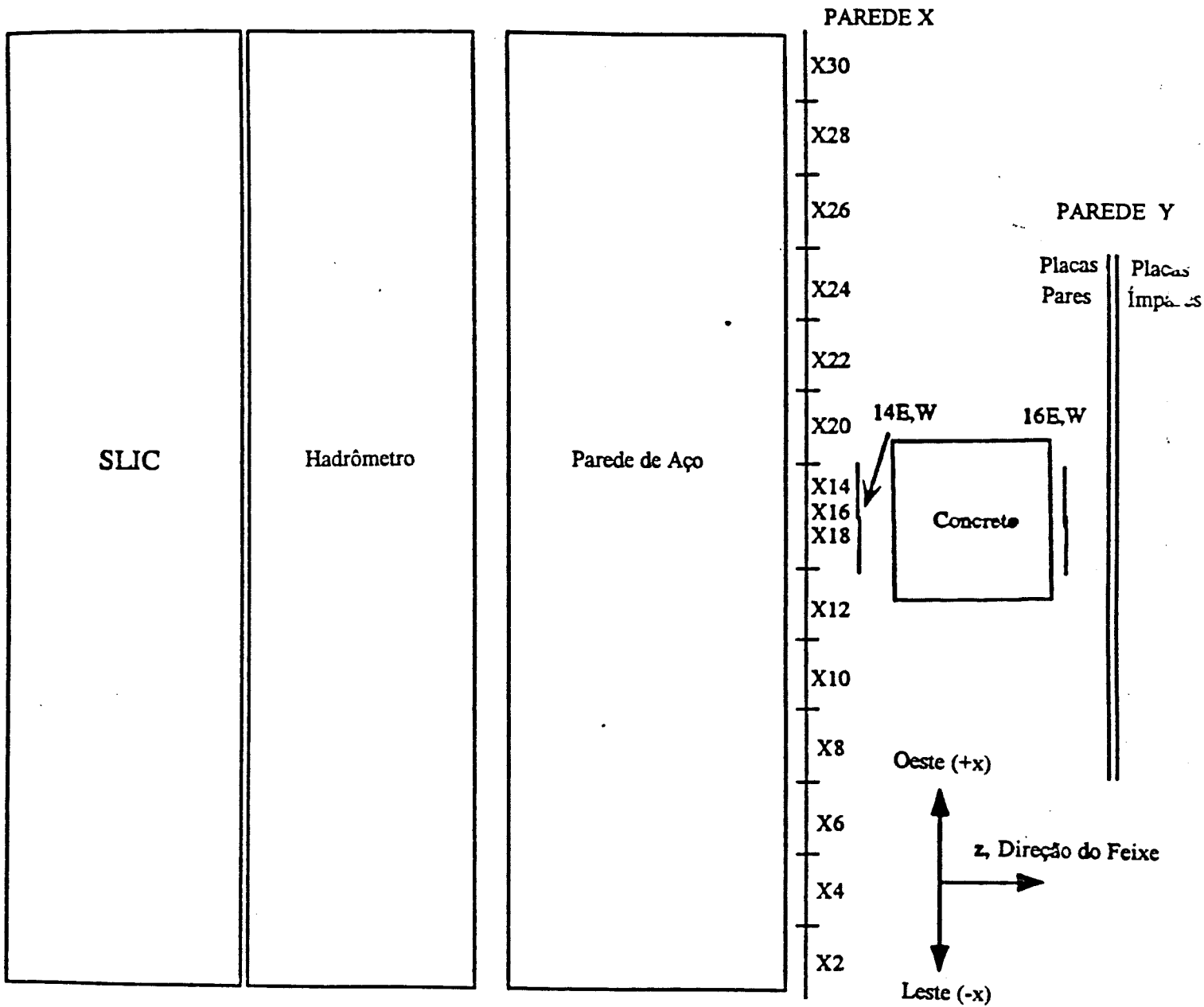


Figura 3.10: Vista superior do SLIC, Hadrômetro e Paredes de Múons.

possuía um furo no centro, e estava presente para garantir que as partículas do feixe não se afastassem da trajetória do mesmo. Eventos eram vetados se alguma partícula fosse encontrada neste cintilador. O terceiro cintilador, único localizado após o alvo, determinava se houve ou não interação com produção de hádrons carregados entre o feixe e uma das folhas do alvo. Se este cintilador não detectasse pelo menos o sinal equivalente a 4 quatro partículas carregadas o evento era vetado.

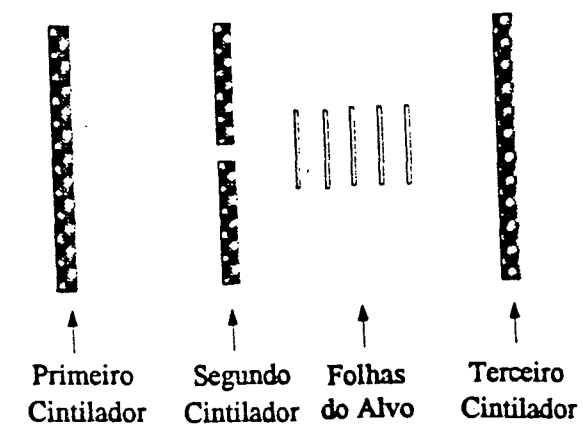


Figura 3.11: Esquema dos cintiladores responsáveis pelo pré-gatilho.

O gatilho de calorimetria estava presente para garantir uma maior incidência de eventos charmosos na amostra. A interação inicial entre píons e núcleons deveria produzir um par de *quarks* $c\bar{c}$, que posteriormente formaria mésons e bárions charmosos. Devido ao fato do *quark* c possuir massa muito maior que a massa dos *quarks* u, d e s os hádrons charmosos devem ser produzidos com alto *momentum* transverso, isto é, com a componente de *momentum* perpendicular ao feixe incidente grande. Os calorímetros eram capazes de determinar a energia transversa, isto é, a energia relacionada ao *momentum*

transverso supracitado. Desta forma eventos com energia transversa inferior a 3 GeV não foram selecionados. Este tipo de gatilho enriquecia a amostra com charme por fator aproximadamente igual a 2,5.

Os calorímetros também eram utilizados para vetar eventos onde ocorreram mais de uma interação entre o feixe e a região dos alvos, eliminando todos os eventos cuja energia total era superior a 700 GeV.

3.3.2 O Sistema da Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados (vide [26, 27] para maiores detalhes e referências) foi um dos grandes trunfos da experiência para que ela fosse capaz de atingir satisfatoriamente seus objetivos. O sistema era capaz de armazenar com a rapidez necessária todos os milhões de candidatos a eventos charmosos selecionados durante a experiência, sendo apto a ler e digitalizar um evento em $50\mu s$.

A aquisição de dados fez uso de uma série de máquinas computacionais de grande porte, entre eles os módulos ACP (*Advanced Computing Project*), capazes de processar eventos em paralelo e aumentar ainda mais a velocidade de processamento e armazenamento dos dados.

Desta forma o sistema era capaz de ler eventos a uma taxa de 8700 eventos por derrame (vide subseção 3.1.1), ou 26 Mb/s. Incluindo os processos de ler, processar e gravar eventos, foi obtida média de 9.6 Mb/s. Durante os cinco meses de tomada de dados foram processados por completo 20 bilhões de eventos armazenados em 24 mil fitas de 8mm.

Capítulo 4

Modelos Fenomenológicos para a Polarização de Híperons

A polarização de híperons não é, inicialmente, prevista pelo modelo padrão , isto é pela Cromodinâmica Quântica (QCD). É provável que este efeito seja fruto do processo de hadronização , onde os *quarks* se “vestem” para aparecer no mundo na forma de mésons ou bárions. A hadronização é pouco conhecida por se tratar de um processo onde falham os métodos perturbativos, uma vez que no momento da hadronização a energia é baixa, implicando que a constante de acoplamento forte é alta.

Muitos são os modelos fenomenológicos que tentam explicar porque híperons produzidos na interação de feixes e alvos não polarizados são , em alguns casos, fortemente polarizados. Quase todos estes modelos fazem pressupostos a respeito de como ocorre o processo de hadronização . Quase todos fazem uso do modelo $SU(6)$ estático de *quarks*, não considerando a dinâmica das interações fortes - apenas um deles tenta, através de um potencial efetivo de cor, explicar o efeito utilizando a QCD. Aqui serão descritos quatro modelos distintos, publicados entre 1979 e 1992, que explicam o efeito, juntamente com suas previsões e precisões em relação a resultados experimentais [28].

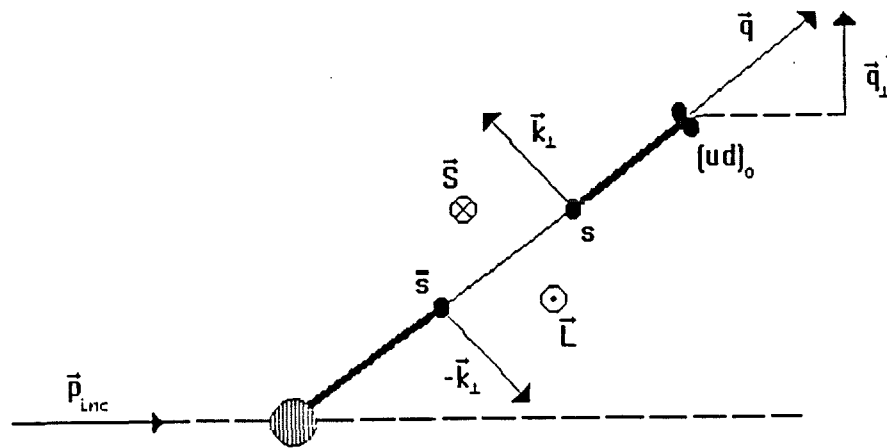


Figura 4.1: O processo de produção de um Λ^0 . O diquark espalhado possui *momentum* \vec{q} e os *quarks* estranhos produzidos possuem *momentum* transverso em relação a corda de cor $\pm \vec{k}_\perp$ e *momentum* angular orbital apontando na direção $\vec{L} = \vec{q} \times \vec{k}_\perp / |\vec{q} \times \vec{k}_\perp|$.

4.1 O Modelo de Lund

Após a primeira observação de híperons polarizados em 1976[1], uma série de modelos fenomenológicos surge para tentar justificar o efeito, uma vez que intuitivamente era esperado que no processo de produção de híperons a altas energias efeitos de spin fossem pouco relevantes. O primeiro a obter algum êxito foi proposto em 1979 por Andersson, Gustafson e Ingelman[15], conhecido como modelo de Lund.

O modelo considera que o feixe e o alvo são compostos apenas de seus *quarks* de valência. O híperon produzido possui o maior número possível de *quarks* provenientes diretamente do alvo ou do feixe. O restante dos *quarks* é criado a partir do campo de força de cor, proveniente da interação. Este campo de força de cor é confinado espacialmente a uma dimensão, tendo a forma de uma espécie de corda. A criação de um par *quark-antiquark* se dá no “rompimento” desta “corda”.

No caso particular da produção de um Λ^0 na interação de um feixe de hádrons com

um próton ocorre o seguinte: um *diquark* ud é espalhado criando um campo de cor que se rompe criando um par $s\bar{s}$ (vide figura 4.1). O *quark* s se junta ao *diquark* formando o híperon Λ^0 . O *diquark* possui spin nulo, e portanto todo o spin do Λ^0 está associado ao *quark* s .

O surgimento da polarização ocorre durante o seguinte processo: O par $s\bar{s}$ possui *momentum* angular orbital \vec{L} perpendicular a corda de cor que inicialmente não apresentava nenhum *momentum* angular. Este *momentum* angular deve ser compensado pela orientação apropriada dos spins dos *quarks* estranhos, tornando-os polarizados e portanto também os híperons.

As previsões do modelo de Lund para a polarização de híperons são, entre outras:

- polarização não nula para Λ^0 s, perpendicular ao plano de produção. Por outro lado a polarização de $\bar{\Lambda}^0$ s e todas os anti-híperons deve ser zero, já que todos os *quarks* neles presentes são provenientes do mar.

- polarização crescente em módulo para *momentum* transverso crescente, resultado este observado experimentalmente.

- polarização de sinal oposto à polarização do Λ^0 para o Σ^0 .

- o mecanismo não se aplica para Ξ^0 e Ξ^- , uma vez que ambos contêm dois *quarks* estranhos, enquanto que a polarização do Ω^- deve ser nula. Uma sofisticação do modelo permite prever que a polarização de Ξ^- s e Ξ^0 s terá a mesma direção da polarização dos Λ^0 s, quando o feixe incidente for composto de prótons.

Em soma, o modelo consegue explicar qualitativamente o efeito, com algum êxito quantitativo, porém falha ao prever polarização não nula para o Ξ^+ [9]. Também prevê

erroneamente o sinal da polarização de $\bar{\Lambda}^0$ s produzidos a partir de feixes de K s.

4.2 Precessão de Thomas

Outro modelo similar ao modelo de Lund foi proposto por DeGrand e Miettinen[16], em 1981. Ele considera um processo de produção de híperons similar ao modelo anterior, isto é, o híperon é produzido através da união de *quarks* de valência provenientes do feixe ou do alvo com *quarks* produzidos durante a interação.

A polarização surgiria no momento em que os *quarks* do mar se *aceleram* para “alcançar” os *quarks* de valência, que *desaceleram*. Quando isto ocorre o vetor de spin dos *quarks* sofre um efeito físico conhecido, denominado precessão de Thomas¹.

A precessão de Thomas é um efeito relativístico que pode ser explicado apenas com as transformações de Lorentz. Ele é a manifestação explícita do fato de dois *boosts* em direções não paralelas serem equivalentes a um *boost* e uma rotação. O efeito final é a adição de um termo acoplado ao spin na hamiltoniana de uma partícula com spin \vec{S} , massa m e velocidade \vec{v} , sob a ação de uma força \vec{F} .

$$U = \vec{S} \cdot \vec{\omega}_T ,$$

onde $\vec{\omega}_T$ é a frequência de Thomas dada por

$$\vec{\omega}_T = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\vec{F}}{m} \times \vec{v}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{(1 - v^2)}.$$

¹para uma melhor descrição da precessão de Thomas vide, por exemplo, Jackson, J., *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, 1978, 2nd edition - cap. 10.

Note que a direção da frequência de Thomas depende da direção da força sofrida por cada partícula . Pártons acelerados preferencialmente se combinam com seus spins *para baixo* em relação ao plano de produção , enquanto que pártons freiados se combinam, preferencialmente, com seus spins *para cima*.

Da combinação de *quark* ou *diquark* freiado com *quarks* criados do mar acelerados surge a polarização do híperon .

O modelo da Precessão de Thomas encontra resultados quantitativos apenas razoáveis quando comparados à resultados experimentais, subestimando em geral a magnitude da polarização . Por outro lado as previsões qualitativas se adequam bem aos resultados experimentais. O modelo da precessão de Thomas falha ao prever polarização nula para antihíperons como o Ξ^+ e o $\bar{\Sigma}^+$.

4.3 Espalhamento no Mar de Quarks

Este modelo, proposto por Szwed[19] em 1981, difere dos dois anteriores porque considera que o efeito de polarização é fruto do espalhamento num potencial efetivo de cor, que representa os glúons, dos *quarks* produzidos durante a interação feixe-alvo.

Novamente é pressuposto que o híperon é formado pela combinação de *quarks* de valência do feixe ou do alvo com *quarks* criados durante a interação . Considera-se desta vez que o *quark* produzido durante a interação possui baixa energia, e é feita a aproximação que todo o *momentum* do híperon é carregado pelos *quarks* provenientes do feixe ou do alvo.

Todo o efeito de polarização surge graças a espalhamentos múltiplos dos *quarks* do

mar num potencial efetivo. No seu trabalho Szwed dá a este potencial efetivo $\Phi^a(q)$ forma similar à de um potencial Coulombiano,

$$\Phi^a(q) = 4\pi g I^a / q^2$$

onde $a=1,2,\dots,8$, g é a constante de acoplamento *quark*-glúon, q é o momento transferido.

I^a é um vetor de oito componentes.

O efeito de polarização aparece no termo de segunda ordem na série perturbativa para o espalhamento e possui a mesma forma daquela encontrada através da solução da equação de Dirac para o espalhamento Coulombiano²:

$$\vec{P} = \frac{2C\alpha_s m |k|}{E^2} \frac{\sin^3 \theta / 2 \ln(\sin \theta / 2)}{[1 - (k^2/E^2) \sin^2 \theta / 2] \cos \theta / 2} \left(\frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|} \right)$$

onde C é a intensidade do campo de cor, α_s é a constante de acoplamento das interações fortes, E e m são respectivamente a energia e a massa da partícula espalhada, que possuía *momentum* inicial (final) $\vec{k}_{i(f)}$. \vec{k} é o *momentum* transferido e θ é o ângulo de espalhamento.

Nota-se que a polarização é proporcional a massa da partícula. Portanto a polarização será maior quanto maior for a massa do *quark* produzido. Este fato explicaria porque prótons e nêutrons não apresentam polarização mensurável, e prevê que hádrons charmosos possuiriam polarização ainda maior. Por outro lado para *quarks* de alta energia a polarização seria pequena. No caso da produção de antihíperons todos os *quarks* que os compõem provêm do mar, e devem possuir energia suficiente para que o antihíperon

²para a polarização de elétrons produzidos no processo de espalhamento Coulombiano vide, por exemplo, Bjorken, J. e Drell, S., *Relativistic Quantum Mechanics*, 1964, McGraw-Hill Book Co. - cap. 7.

formado tenha energia e *momentum* mensurável. Portanto antihíperons deveriam ter pequena polarização .

O modelo de Szwed apresenta bons resultados qualitativos, mas seus resultados quantitativos são inferiores aos resultados experimentais. Uma das previsões corretas qualitativamente é o fato de Ξ^- s possuírem polarização inferior, em módulo, à polarização do Λ^0 . Novamente, por outro lado, não é prevista a polarização não nula detectada para Ξ^+ e $\bar{\Sigma}^+$.

4.4 Estados Intermediários Virtuais

Há três anos uma outra hipótese para explicar a polarização de híperons foi levantada por Soffer e Törnqvist[17] para o caso particular da produção de Λ e ampliada por Barni, Preparata e Ratcliffe[18] para outros híperons . Este é considerado o único cálculo dinâmico que prevê corretamente a polarização de híperons com estranheza ± 1 , produzidos na interação de prótons e núcleons. O modelo deve também poder ser aplicado para híperons com estranheza ± 2 (Ξ s) e ± 3 (Ω s), porém os cálculos são bem mais complicados e nunca foram realizados.

O modelo calcula explicitamente a seção de choque de produção inclusiva de híperons, considerando que o híperon pode ser produzido diretamente ou pode ser fruto do decaimento de algum outro híperon (virtual) mais pesado.

No caso específico da produção de Λ s são considerados os quatro diagramas presentes na figura 4.2. Eles são associados aos seguintes processos:

$$(a) \ p + N \rightarrow \Lambda^0 + X$$

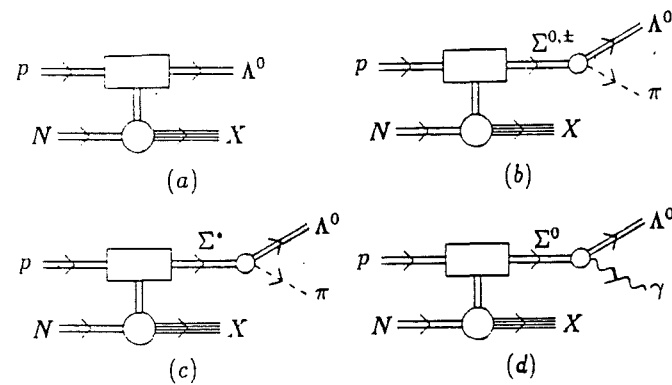


Figura 4.2: Diagramas de Feynman para o processo $p + N \rightarrow \Lambda^0 + X$: (a) produção direta, (b), (c) contribuições de estados bariônicos intermediários e (d) contribuição do decaimento eletromagnético do Σ^0 .

$$(b) \quad p + N \rightarrow \Sigma^{0,\pm} + X$$

seguido de $\Sigma^{0,\pm} \rightarrow \Lambda^0 + \pi^{0,\pm}$.

$$(c) \quad p + N \rightarrow \Sigma^* + X$$

seguido de $\Sigma^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi$.

$$(d) \quad p + N \rightarrow \Sigma^0 + X$$

seguido de $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$.

O processo (a), de produção direta, produz apenas Λ^0 s não polarizados, enquanto que interferências entre os processos (b) e (c) podem dar origem a Λ s polarizados, uma vez que a amplitude de (b) é puramente imaginária (devido ao fato de $m_\Sigma < m_\Lambda + m_\pi$) e a de (c) é real ($m_{\Sigma^*} > m_\Lambda + m_\pi$). O processo (d) pode vir a contribuir para a polarização do Λ se o Σ^0 desconhecido estiver polarizado via um procedimento análogo.

O cálculo desses processos utiliza o modelo de polos de Regge e referência é feita aos artigos originais supracitados para maiores detalhes. O resultado obtido é bom para a polarização de Λ s e satisfatório para a polarização de Σ s, uma vez que os resultados teóricos subestimam o módulo da polarização obtido experimentalmente.

O modelo apresenta uma vantagem sobre os demais: é o único que não faz nenhuma hipótese nova a respeito do processo de recombinação de *quarks*, e utiliza apenas métodos conhecidos e consagrados para o cálculo das seções de choque de produção dos híperons e dos efeitos de polarização .

Para feixes de mésons não há nenhum resultado ou comentário, impossibilitando qualquer previsão para os resultados desta tese.

4.5 Comentários Finais

Além dos quatro modelos fenomenológicos apresentados existem outros. Quase todos eles levantam hipóteses a respeito de como ocorre o processo não perturbativo de recombinação de *quarks* para a formação de hádrons. Todos eles conseguem resultados qualitativos condizentes com os resultados experimentais e alguns deles fornecem bons resultados numéricos para a polarização de híperons .

No entanto todos eles, com a exceção do último que não se manifesta a este respeito, prevêm erroneamente que todos os antihíperons devem ser produzidos não polarizados na interação entre feixes de prótons e alvos nucleares fixos.

Para o estudo em questão , isto é, a polarização de Ξ s e Ω s produzidos na interação entre um feixe de píons e alvos de carbono e platina, as previsões são , qualitativamente:

- polarização nula para os Ω s.
- polarização muito baixa para os Ξ^- s, com sinal negativo.
- polarização nula para os Ξ^+ s, uma vez que todos os *quarks* que os compõem são provenientes do mar.

Capítulo 5

Análise dos Dados - Resultados

Nesta seção são apresentados a amostra de híperons existente para a extração dos resultados, os procedimentos experimentais para a determinação da polarização e os resultados obtidos para a polarização de Ξ s e Ω s utilizando os dados da experiência E791, descrita no capítulo 3.

A amostra de Ξ s e Ω s será tratada separadamente.

5.1 A Amostra de Ξ

Para a elaboração deste trabalho foram analisados 3/5 do total de dados da experiência E791. Utilizando as rotinas de seleção da experiência foram selecionados aproximadamente 2,4 milhões de candidatos a Ξ^- e 1,8 milhões de candidatos a Ξ^+ . Os critérios utilizados para encontrar candidatos a Ξ s foram, basicamente:

-identificar e selecionar um Λ . Para a amostra de Ξ s em questão foram apenas selecionados Λ s que decaíram antes do primeiro ímã (vide capítulo 3) cujo *momentum* pertencia ao intervalo 0,5GeV/c a 500 GeV/c e cuja massa pertencia ao intervalo 1,101GeV/c² a 1,127GeV/c². A coordenada z de decaimento dos Λ^0 deveria pertencer ao intervalo

10,0cm a 200cm.

-Selecionar um π e calcular, utilizando os *momenta* do π e do Λ , a massa invariante e o *momentum* do Ξ que teria decaído nas duas partículas selecionadas. O π selecionado não pode ser um dos traços já utilizados para a formação dos Λ s, e a sua carga deve ter sinal contrario ao sinal da partícula reconhecida como próton para a formação do Λ .

-Verificar se existe nos SMD algum traço carregado cuja direção se aproxima da direção do *momentum* do Ξ determinado acima.

-Verificar se todos os parâmetro determinados para o Ξ se adequam ao fenômeno físico em questão : *momentum* entre 0.5GeV/c e 500 GeV/c, massa entre 1.290GeV/c² e 1.350GeV/c², posição do decaimento anterior à posição do decaimento do Λ é posterior à região dos alvos.

A figura 5.1 mostra a massa invariante calculada para todos os eventos selecionados. A massa de Ξ é, segundo [25], $1321.32 \pm 0.13\text{MeV}/c^2$. Um ajuste dos histogramas de massa reconhece, entre todos os eventos selecionados, 660 mil Ξ^- e 463 mil Ξ^+ . Todo o resto é composto de ruído de fundo(em inglês *background*), que deve ser tratado com o devido cuidado durante a análise.

5.1.1 O Tratamento dos Dados

Graças ao grande número de eventos selecionados foi possível não apenas determinar a polarização para a amostra mas também estudar o comportamento da amostra em termos de algumas variáveis cinemáticas associadas à produção dos Ξ s. Também foi realizado um estudo em separado para partículas produzidas na região do primeiro alvo, de platina, e partículas produzidas nos demais alvos, de carbono (vide capítulo três). A figura 5.2

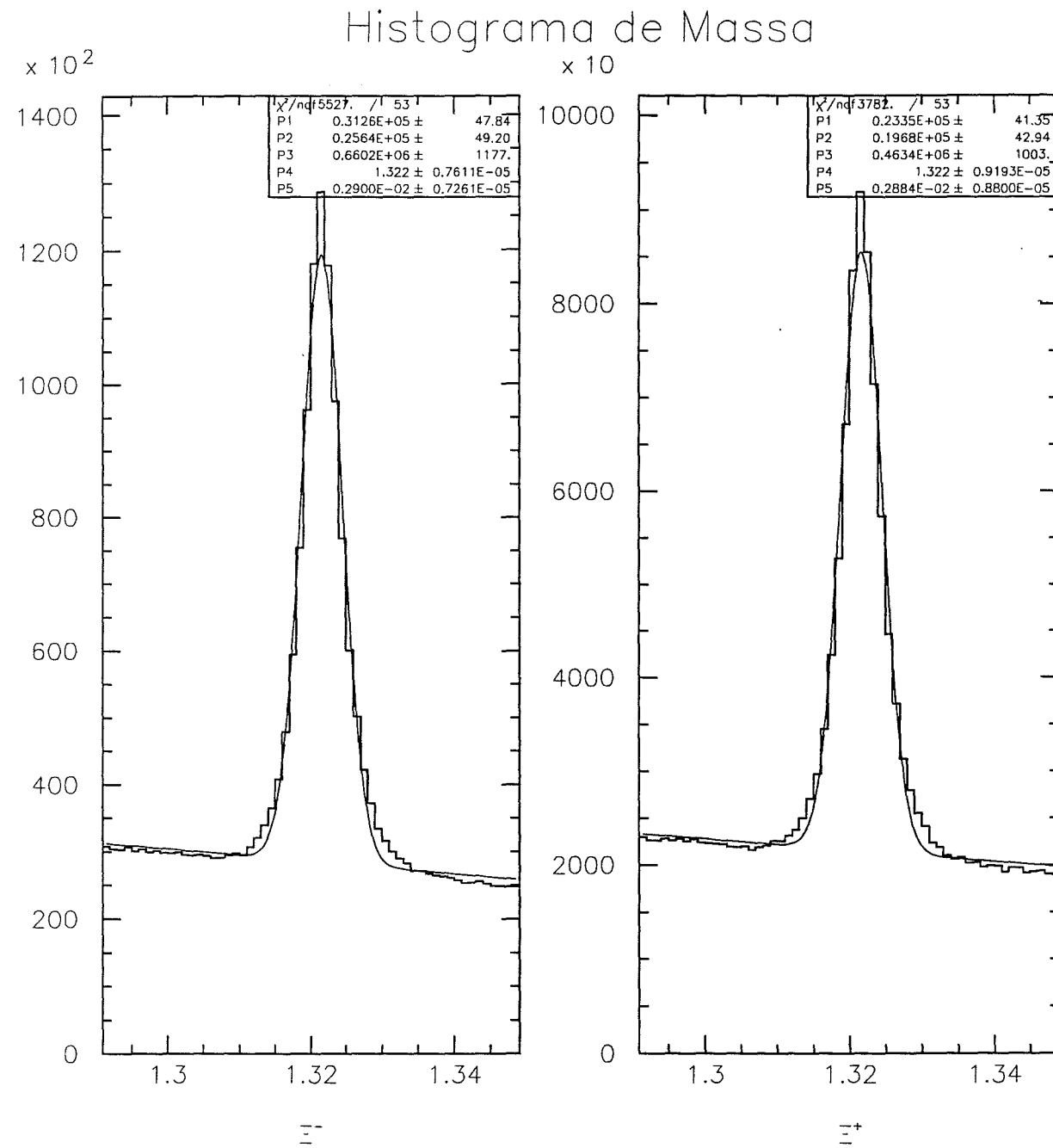


Figura 5.1: Histograma total de massa para Ξ^- e Ξ^+ . Os parâmetros enumerados acima dizem respeito à curva ajustada sobre os dados, que consiste de uma reta mais uma Gaussiana. P1- Interseção da reta com a extremidade esquerda do histograma. P2- Idem para a extremidade direita. O número de eventos de ruído é igual a $[(P1+P2)/2] \cdot 58$. P3- Número de eventos na região do sinal. P4- Centro da Gaussiana (massa do Ξ). P5- Largura da Gaussiana. O eixo horizontal é dividido em 58 intervalos de massa, medida em GeV/c^2 .

mostra a distribuição de coordenada z de produção de todos os candidatos a Ξ .

As variáveis cinemáticas a serem consideradas são :

$-x_F$; definido como a componente de *momentum* do híperon na direção do feixe , no referencial do centro de massa da interação do feixe com alvo, dividida pela energia do feixe sobre c .

$$x_F = \frac{(\vec{p}_\Xi \cdot \hat{p}_\pi)c}{E_\pi}$$

Para híperons produzidos na direção perpendicular à direção de incidência do feixe x_F é nulo, enquanto que híperons produzidos *para trás* possuem x_F negativo. Note que x_F é adimensional. A figura 5.3 mostra a distribuição de x_F para toda a amostra.

$-p_t$; definido como a componente de *momentum* do híperon perpendicular à direção de incidência do feixe no alvo, medida em GeV/c. p_t é invariante por uma transformação de Lorentz entre o referencial do laboratório e o centro de massa da interação feixe-alvo. A figura 5.4 mostra a distribuição de p_t para todos os candidatos a Ξ .

Toda a amostra foi dividida inicialmente em 2 sub-amostras: a primeira com híperons produzidos na folha de platina e a segunda com híperons produzidos nas folhas de carbono. O mesmo tratamento foi imposto às duas sub-amostras.

Cada sub-amostra foi separada, num primeiro momento, em sete partes, cada uma delas associada a híperons produzidos com x_F pertencente a um determinado intervalo. Para cada um dos intervalos de x_F será determinada a polarização dos híperons . O mesmo procedimento foi repetido para sete intervalos de p_t .

O processo de determinação da polarização começa com a medição da distribuição dos píons produzidos no decaimento em função de $\cos \theta$, o ângulo entre o *momentum* do pión

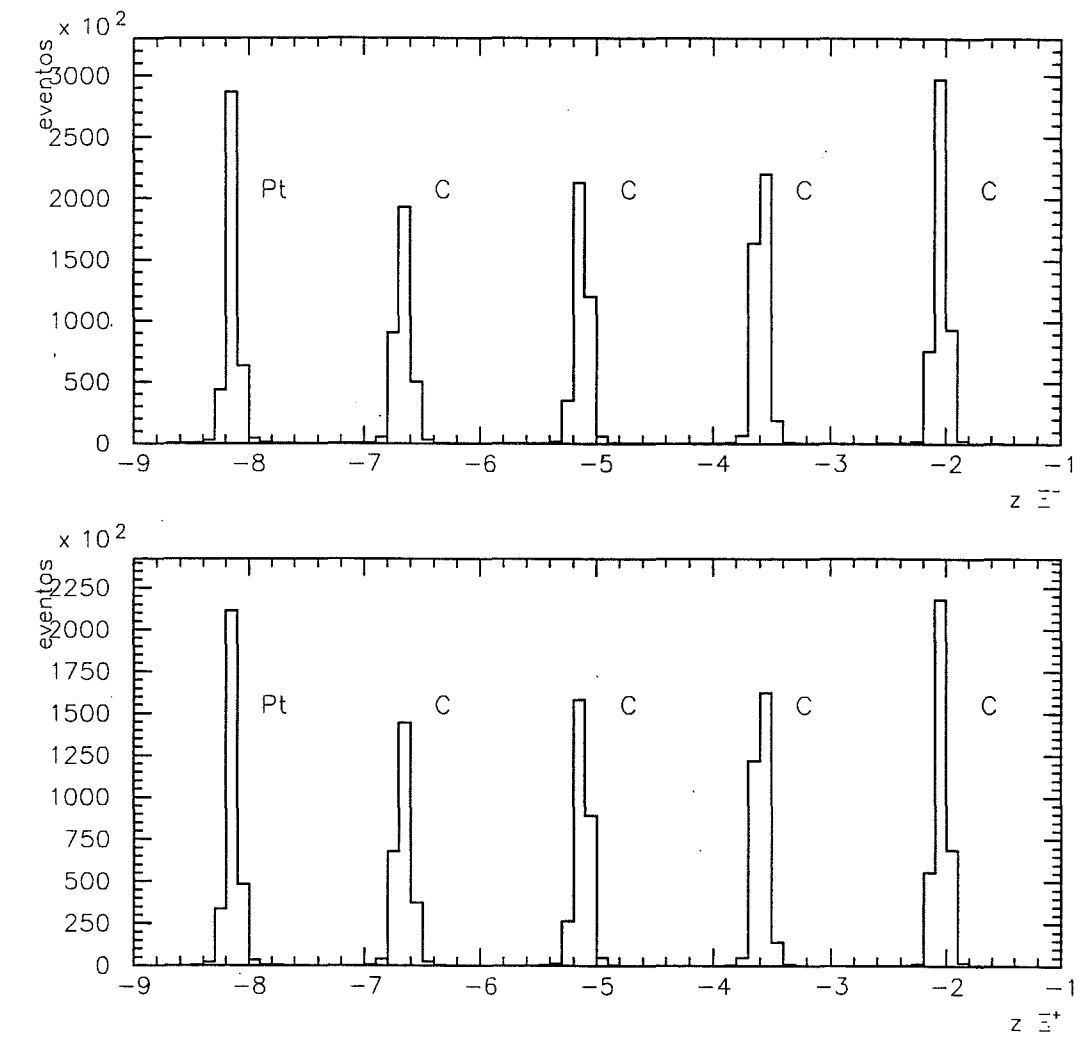


Figura 5.2: Coordenada z do vértice de produção de Ξ , em centímetros. O primeiro pico ocorre no alvos de platina e os subseqüentes nos alvos de carbono.

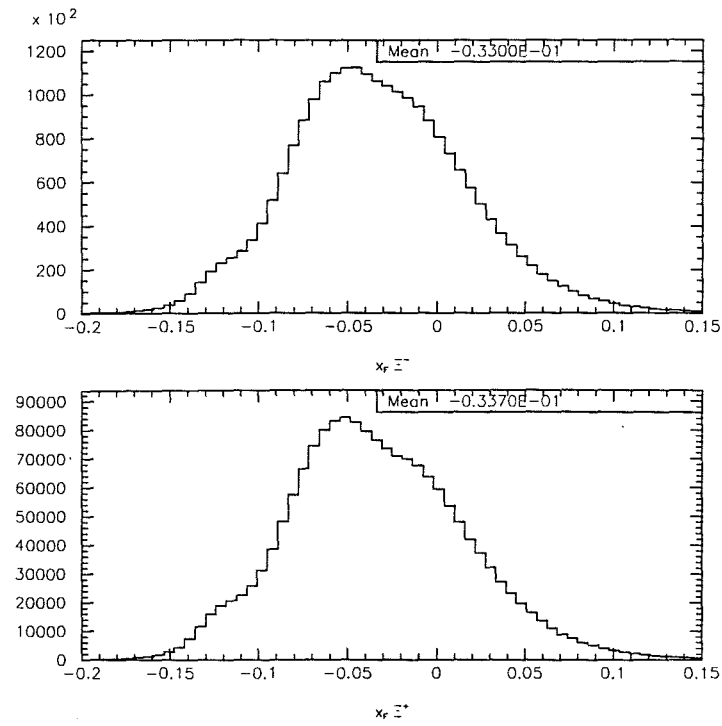


Figura 5.3: Distribuição de x_F para Ξ . *Mean* indica o x_F médio da distribuição .

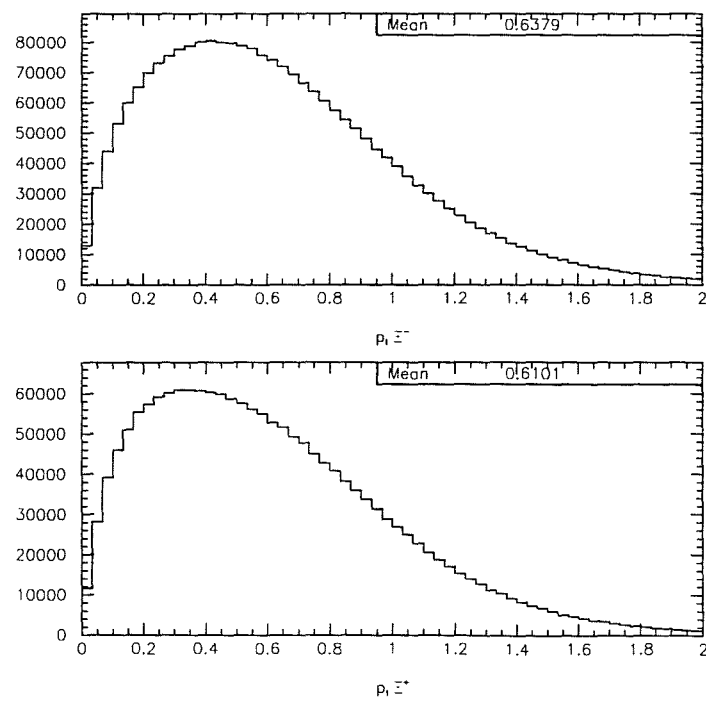


Figura 5.4: Distribuição de p_t para Ξ . *Mean* indica o p_t médio da distribuição . p_t é medido em GeV/c.

no referencial de repouso do híperon e o vetor normal ao plano de produção do híperon , definido anteriormente (vide capítulo 2, 2.4). As variáveis medidas diretamente são o *momentum* e a energia do pión no referencial do laboratório, o *momentum* e a energia do Ξ no referencial do laboratório e o momentum e a energia do feixe incidente que produziu o Ξ .

Dadas todas estas variáveis é simples calcular o vetor normal ao plano de produção do híperon , no referencial do laboratório ou no referencial de repouso do híperon (ele é invariante pela transformação de Lorentz que liga estes dois referenciais). Também é simples calcular a direção do *momentum* do pión no referencial de repouso do híperon por uma simples transformação de Lorentz.

Definido $\cos \theta$, a distribuição dos píons é determinada da seguinte forma:

-determinam-se vinte intervalos de $\cos \theta$ com tamanho 0.1.

-para cada um destes intervalos calcula-se o histograma de massa dos Ξ s cujos píons são produzidos em $\cos \theta$ pertencente àquele intervalo.

-ajusta-se cada um desses histogramas de massa com uma reta mais uma Gaussiana. (vide figura 5.1 para mais informações). Nestes ajustes a largura da Gaussiana foi fixada no valor da largura obtido para o ajuste do histograma de massa para todo $\cos \theta$.

-o número de píons produzidos em $\cos \theta$ pertencente àquele intervalo é igual ao número de eventos sob a região do sinal, obtido durante o ajuste.

As figuras 5.5, 5.6, 5.7 e 5.8 mostram alguns histogramas típicos de massa para alguns intervalos de x_F e p_t , para $\cos \theta$ entre 0.3 e 0.4, ajustados pela curva descrita acima.

As figuras 5.9, 5.10, 5.11 trazem algumas distribuições , não normalizadas, típicas de

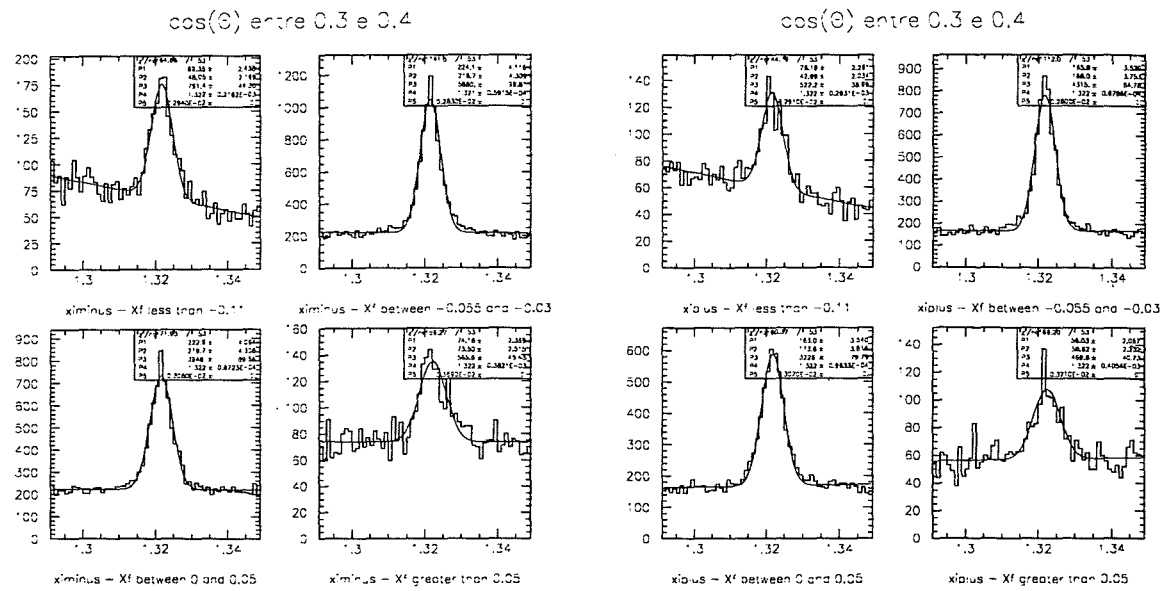


Figura 5.5: Histogramas de massa para alguns intervalos de x_F , alvos de carbono (vide figura 5.1).

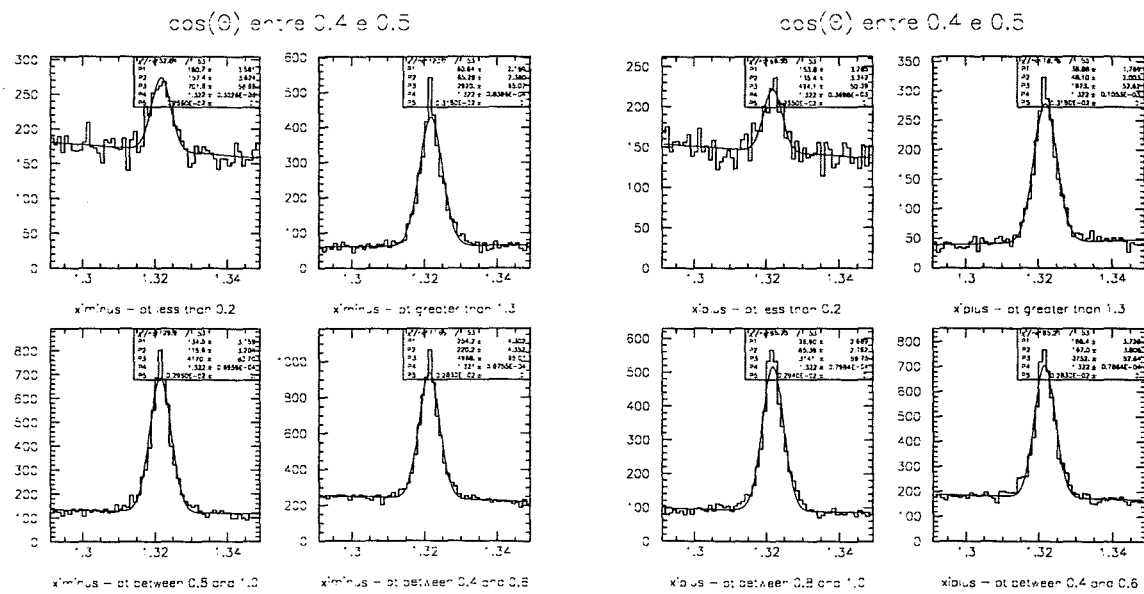


Figura 5.6: Histogramas de massa para alguns intervalos de p_t , alvos de carbono. p_t em GeV/c (vide figura 5.1).

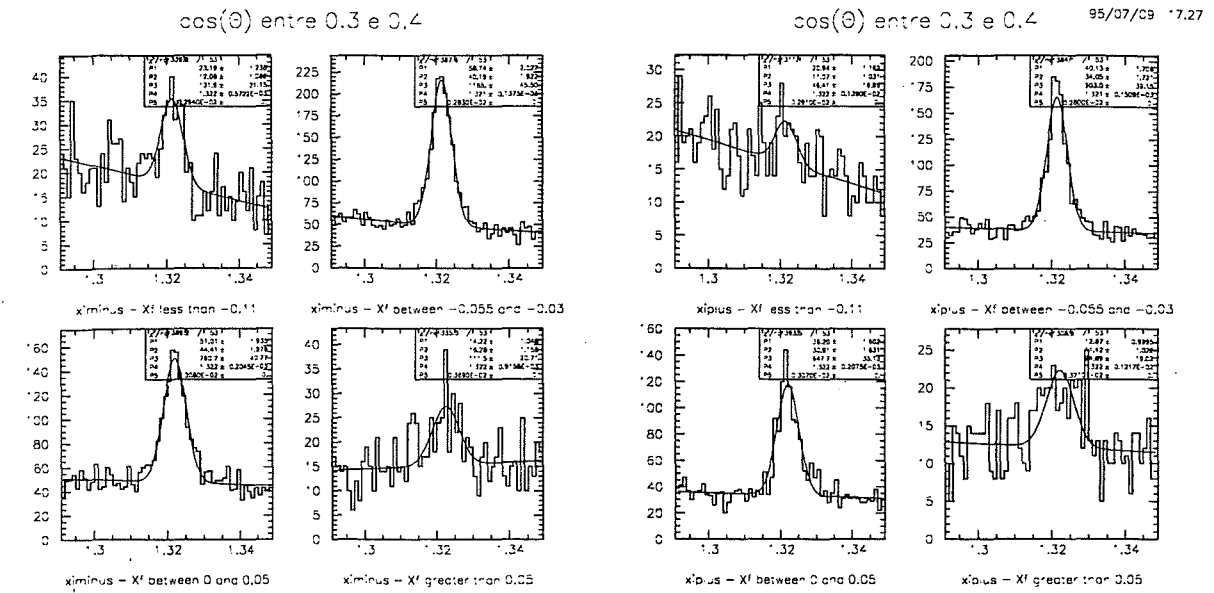


Figura 5.7: Histogramas de massa para alguns intervalos de x_F , alvos de platina (vide figura 5.1).

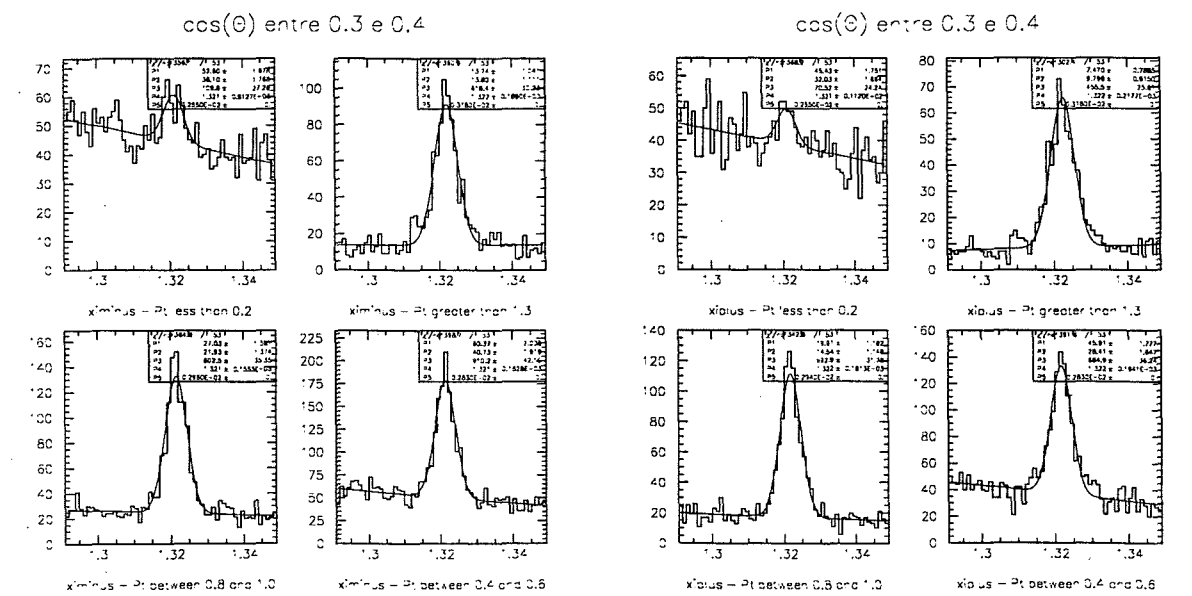


Figura 5.8: Histogramas de massa para alguns intervalos de p_t , alvos de platina. p_t em GeV/c (vide figura 5.1).

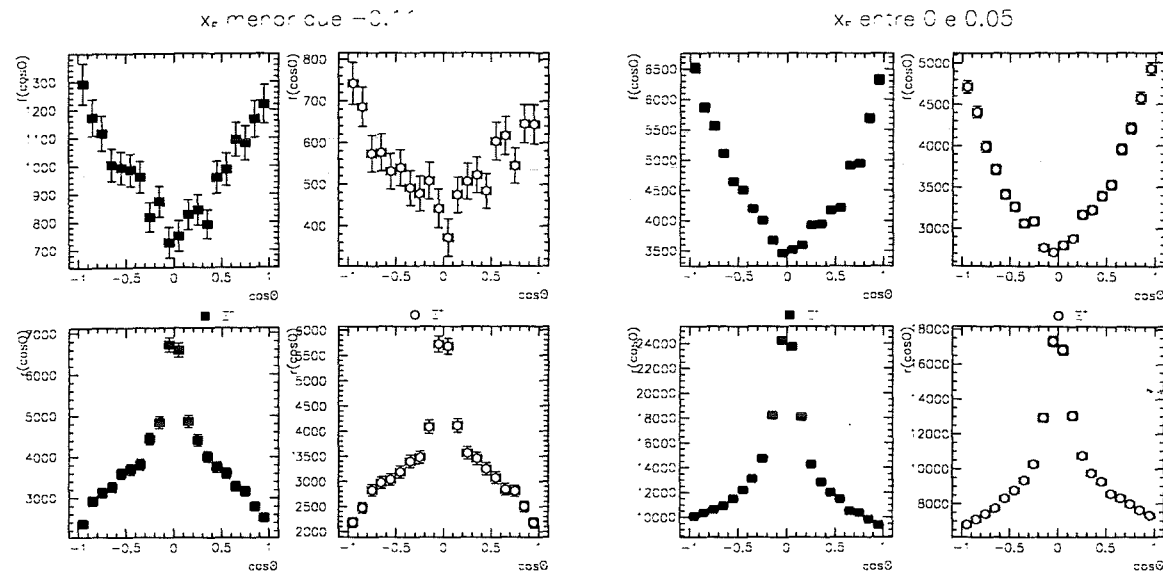


Figura 5.9: Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.

$\cos \theta$ para o sinal e o ruído da amostra de Ξ^- e Ξ^+ .

O Método dos Momentos

Verifica-se que as distribuições obtidas para o decaimento do pión não possuem a forma linear prevista pela teoria do decaimento fraco, vista no capítulo 2, mas possui uma forma bem mais complicada.

Para tentar contornar este problema aproxima-se a distribuição experimental obtida por:

$$f(x) = A(x)(1 - \alpha_{\Xi} P_{\Xi}(x)) , \quad (5.1)$$

onde $x = \cos \theta$. A função $A(\cos \theta)$ é denominada função de aceitação , e é ela a responsável pela forma da distribuição experimental. A função de aceitação é uma parametrização dos efeitos do detector e da seleção dos dados sobre a amostra de híperons . Verifica-se

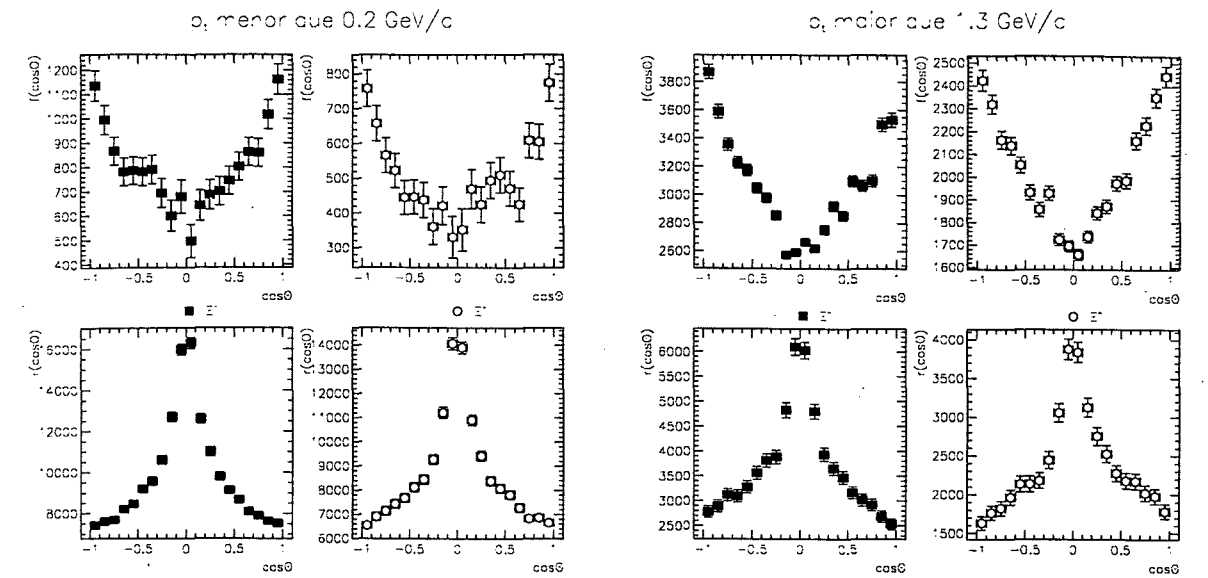


Figura 5.10: Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.

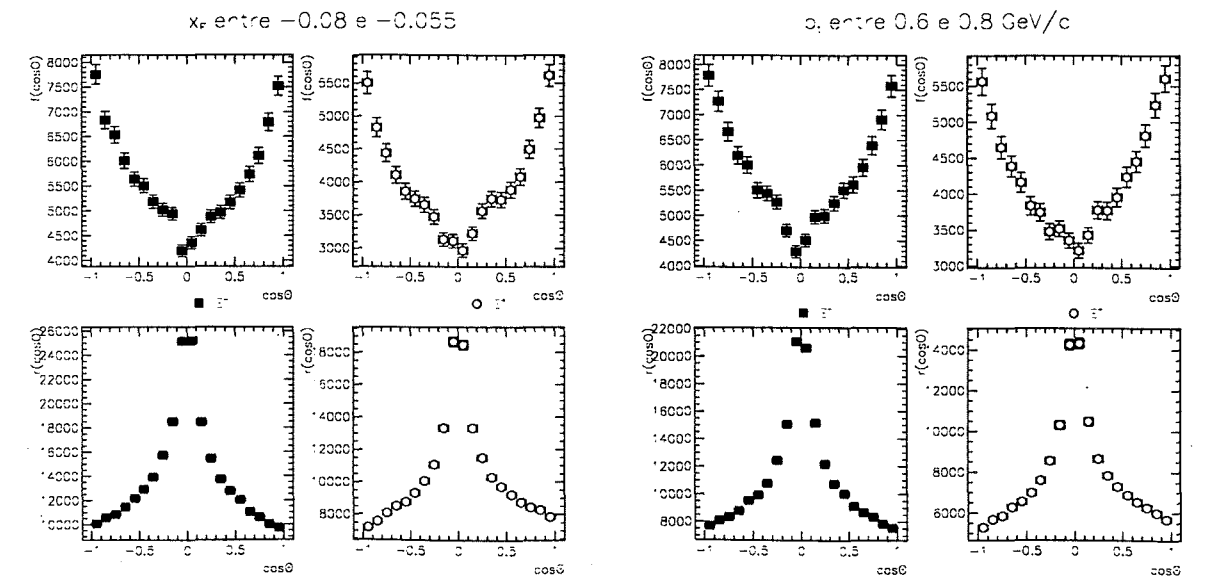


Figura 5.11: Distribuição angular dos píons , para Ξ . $f(\cos \theta)$ é a distribuição do sinal e $r(\cos \theta)$ é a distribuição do ruído, para alvos de carbono, todas não normalizadas.

através da análise das figuras 5.9, 5.10, 5.11 que o ruído aumenta muito para $|x|$ próximo de zero, isto é, para píons produzidos no mesmo plano de produção dos Ξ s.

Devido a esta função de aceitação, pouco conhecida, é necessário o desenvolvimento de um método para a extração de $-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ a partir da distribuição 5.1. Este é denominado Método dos Momentos e é descrito a seguir.

É feita a suposição de que $A(x)$ é uma função *par* de x , isto é, $A(x) = A(-x)$. Se isto for verdadeiro então verifica-se facilmente que

$$-\alpha_{\Xi}P_{\Xi} = \frac{\langle \cos \theta \rangle}{\langle \cos^2 \theta \rangle} . \quad (5.2)$$

onde $\langle \cos \theta \rangle$ é o primeiro momento da distribuição e $\langle \cos^2 \theta \rangle$ é o segundo momento da distribuição .

$$\langle \cos \theta \rangle = \int_{-1}^1 x f(x) dx$$

e

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \int_{-1}^1 x^2 f(x) dx .$$

Substituindo 5.1

$$\langle \cos \theta \rangle = \int_{-1}^1 x A(x) dx - \alpha_{\Xi}P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^2 A(x) dx$$

Se $A(x)$ é par a primeira integral é zero.

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \int_{-1}^1 x^2 A(x) dx - \alpha_{\Xi}P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^3 A(x) dx$$

Novamente se $A(x)$ é par a segunda integral é zero, e portanto

$$\frac{\langle \cos \theta \rangle}{\langle \cos^2 \theta \rangle} = \frac{-\alpha_{\Xi}P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^2 A(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx} = -\alpha_{\Xi}P_{\Xi} , QED. \quad (5.3)$$

Desta forma foi calculado $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$, onde as integrais foram substituídas por somatórios da seguinte forma:

$$\int_{-1}^1 x^n f(x) dx \propto \sum_{i=-0.95}^{0.95} f_i \cdot i^n, \quad (5.4)$$

n um número inteiro. Os erros impostos por esta aproximação são muito menores que os erros estatísticos existentes.

É importante notar que as quantidades de interesse calculadas são sempre razões de integrais da mesma distribuição. Não há necessidade, portanto, de normalizar as distribuições. O mesmo argumento vale a constante de proporcionalidade que deveria estar presente em 5.4.

A Determinação dos Erros

É possível reescrever 5.2 como

$$-\alpha_{\Xi} P_{\Xi} \langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \theta_i, \quad (5.5)$$

usando a definição de média para uma distribuição discreta, cujo número total de eventos é N . Pelo teorema do Limite Central 5.5 é uma *distribuição normal* e a sua variância é dada por:

$$S^2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi} \langle \cos^2 \theta \rangle) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\cos \theta_i - (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi} \langle \cos^2 \theta \rangle))^2, \quad (5.6)$$

Expandindo o segundo termo de 5.6 e lembrando que $S^2(y \cdot n) = S^2(y)n^2$, onde y é uma variável e n é uma constante,

$$S^2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi} \langle \cos^2 \theta \rangle) = \frac{1}{N-1} (\langle \cos^2 \theta \rangle - 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}) \langle \cos \theta \rangle \langle \cos^2 \theta \rangle + (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})^2 \langle \cos^2 \theta \rangle)$$

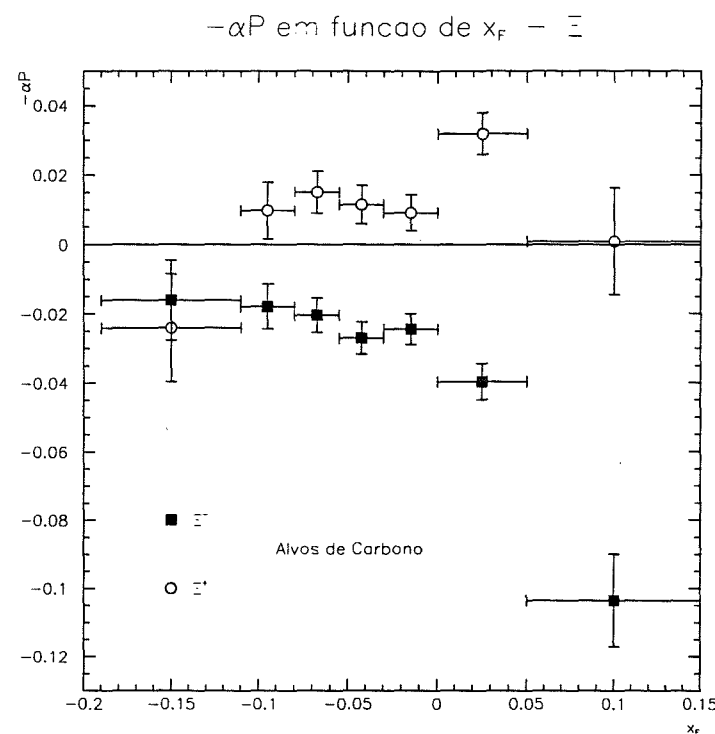


Figura 5.12: $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ em função de intervalos de x_F , para alvos de carbono.

a expressão entre parênteses pode ser reescrita como $\langle \cos^2 \theta \rangle \langle (1 - (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}) \cos \theta)^2 \rangle$. O erro associado a $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ é a raiz quadrada da variância computada acima, e portanto

$$\Delta(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sqrt{\langle \cos^2 \theta \rangle \langle (1 - (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}) \cos \theta)^2 \rangle}}{\langle \cos^2 \theta \rangle}, \quad (5.7)$$

considerando $N - 1 \approx N$.

As figuras 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15, mostram os gráficos de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ como função de x_F e p_t para os dois tipos de alvo, sendo $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ e $\Delta(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$ calculados segundo 5.2 e 5.7 respectivamente.

Teste da Paridade da Função de Aceitação

Os resultados obtidos só podem ser considerados experimentalmente se a hipótese, a princípio forte, da paridade de $A(x)$ for realmente razoável. Num primeiro momento

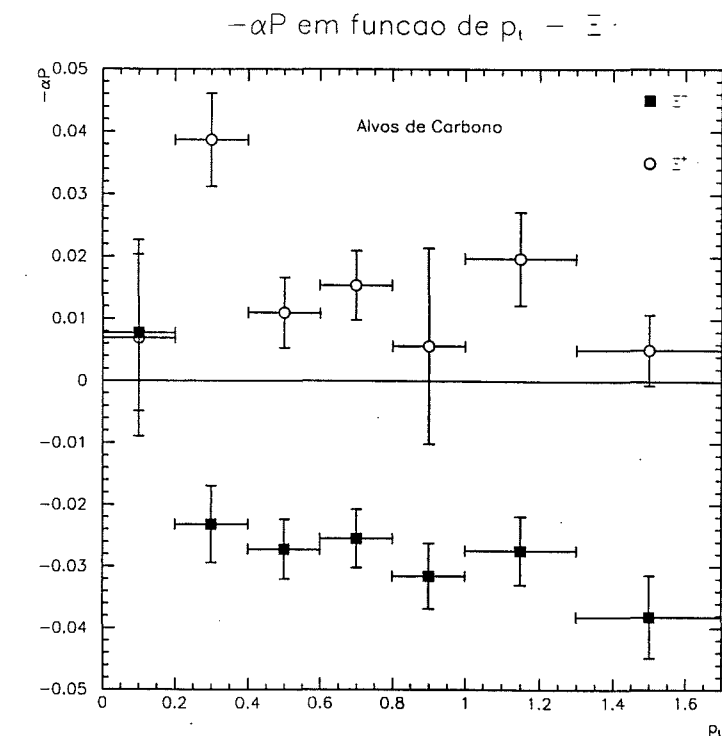


Figura 5.13: $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ em função de intervalos de p_t , para alvos de carbono. p_t em GeV/c.

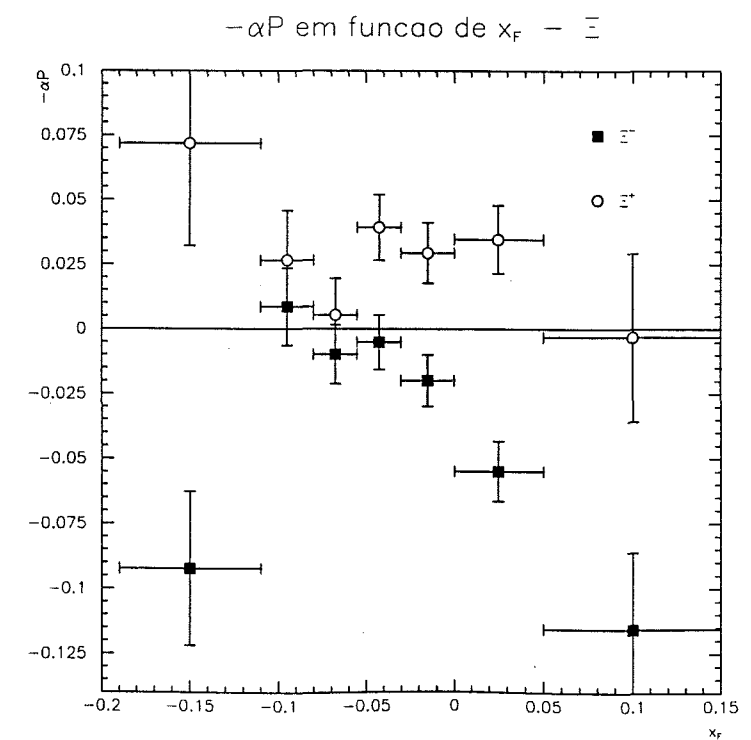


Figura 5.14: $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ em função de intervalos de x_F , para alvos de platina.

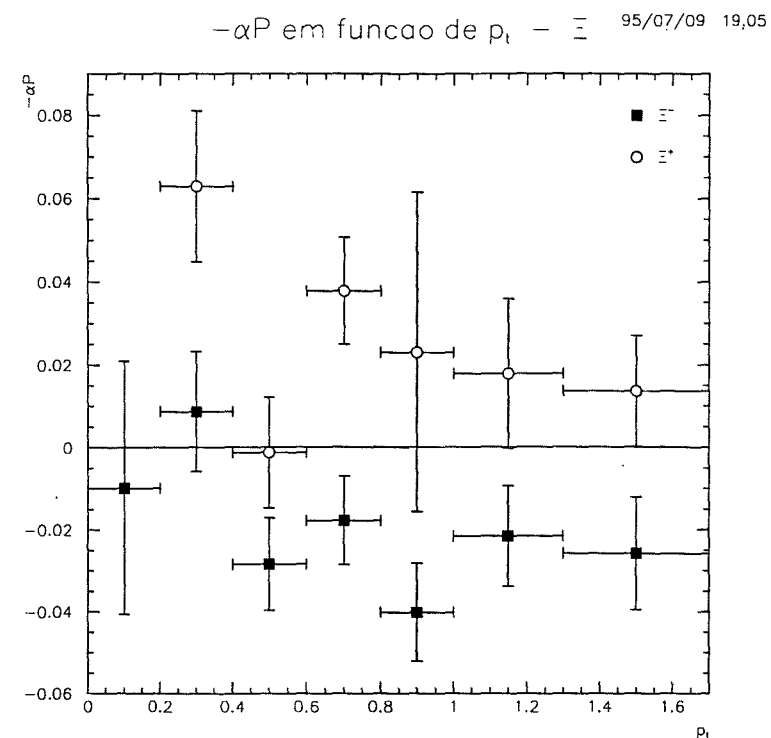


Figura 5.15: $-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$ em função de intervalos de p_t , para alvos de platina. p_t em GeV/c.

parece que não há nenhum motivo para que os processos de seleção e o detector privilegiem a região de um $\cos\theta$ em detrimento da região de $-\cos\theta$, oposta. Por outro lado o fato de $\cos\theta$ ser determinado no referencial de repouso do híperon impede qualquer relação do ângulo θ com a geometria do detector. Parece, porém, razoável imaginar que quaisquer assimetrias que possam ocorrer durante um decaimento específico sejam anuladas quando todos os decaimentos são considerados indiscriminadamente.

Para testar a paridade de $A(x)$ foi desenvolvido um outro procedimento para a determinação de $-\alpha_{\Xi}P_{\Xi}$, descrito a seguir.

Inicia-se com 5.1. Pode-se determinar $f(-x) = A(-x)(1 - (-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})x)$. A razão entre

$f(x)$ e $f(-x)$ é:

$$\frac{f(x)}{f(-x)} = \frac{A(x)(1 + (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x)}{A(-x)(1 - (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x)}. \quad (5.8)$$

Como módulo de $\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ é muito menor que 1 (vide figuras 5.12, 5.13, 5.14 e 5.15) é lícito expandir o denominador em primeira ordem de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ e 5.8 pode ser escrita

$$\begin{aligned} \frac{f(x)}{f(-x)} &= \frac{A(x)}{A(-x)} (1 + (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x)(1 + (-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x + \mathcal{O}(\alpha_{\Xi} P_{\Xi} x)^2) \\ \frac{f(x)}{f(-x)} &= \frac{A(x)}{A(-x)} (1 + 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x + \mathcal{O}(\alpha_{\Xi} P_{\Xi} x)^2). \end{aligned} \quad (5.9)$$

Se $A(x)$ for par $\frac{f(x)}{f(-x)}$ dever ser uma reta cujo coeficiente angular é $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$, desprezando termos de segunda ordem. As figuras 5.16, 5.17, 5.18, 5.19, 5.20, 5.21, 5.22 e 5.23 mostram gráficos de $acc(x) = \frac{f(x)}{f(-x)}$ para alguns intervalos de x_F e p_t . Sobre estes pontos é ajustada uma reta, cujos parâmetros fornecem $\frac{f(0)}{f(-0)} = 1$ e $2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})$.

Verifica-se que o cálculo de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ produz os mesmos resultados obtidos anteriormente (ver, por exemplo, a tabela 5.1).

Pode-se argumentar que ambos os métodos utilizam a mesma hipótese inicial para a obtenção de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$, e portanto seus resultados deveriam ser, e são, similares. Porém uma análise mais detalhada leva a crer que os dois métodos, apesar de utilizarem os mesmos pressupostos, são afetados de forma diferente caso venha a ser falsa a hipótese de $A(x)$ par.

Retornando à expressão 5.3, desta vez considerando que $A(x)$ não é par mas $A(-x) = A(x) - \xi(x)$ onde $\xi(x)$ é uma parametrização da não paridade de $A(x)$ tem-se:

$$\frac{\langle \cos \theta \rangle}{\langle \cos^2 \theta \rangle} = \frac{\int_{-1}^1 x A(x) dx - \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^2 A(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx - \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^3 A(x) dx}. \quad (5.10)$$

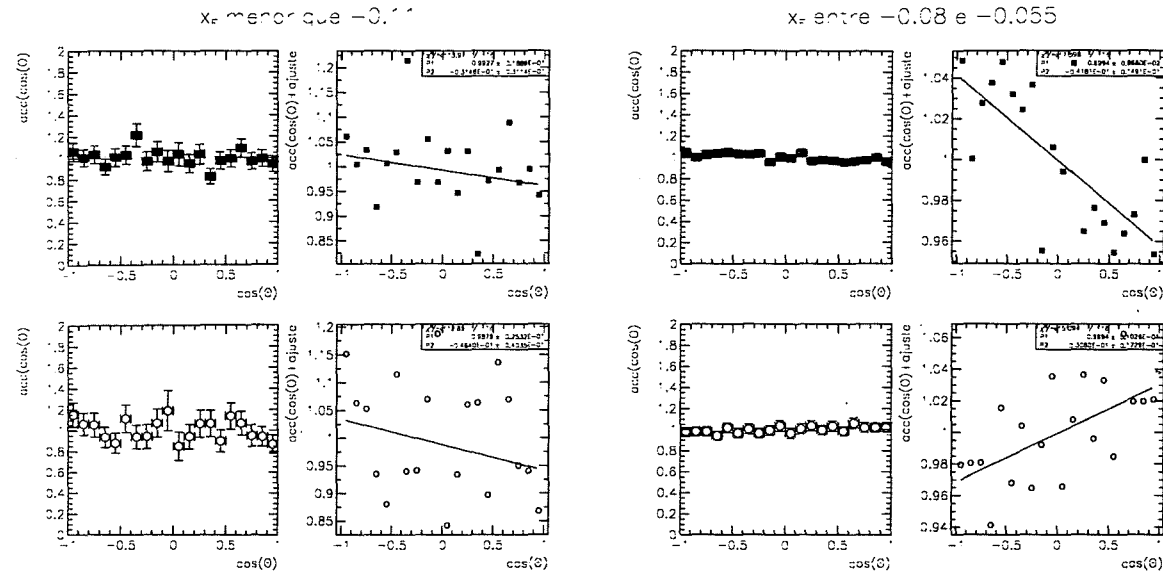


Figura 5.16: $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e alvos de carbono. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como a $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

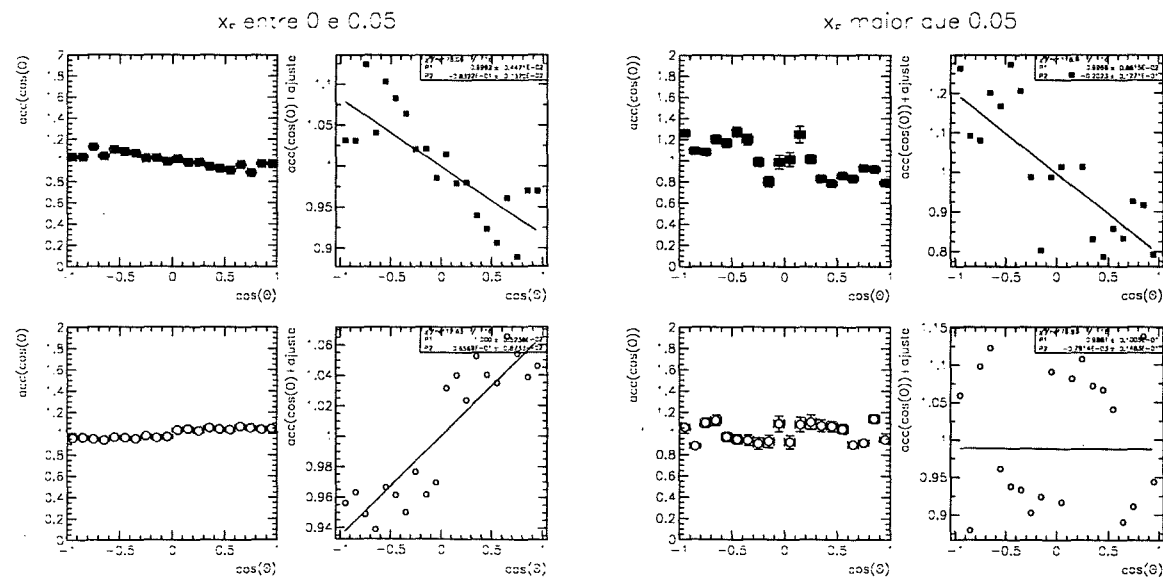


Figura 5.17: $acc(\cos \theta)$ em função de $\cos \theta$, para intervalos de x_F e alvos de carbono. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como a $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

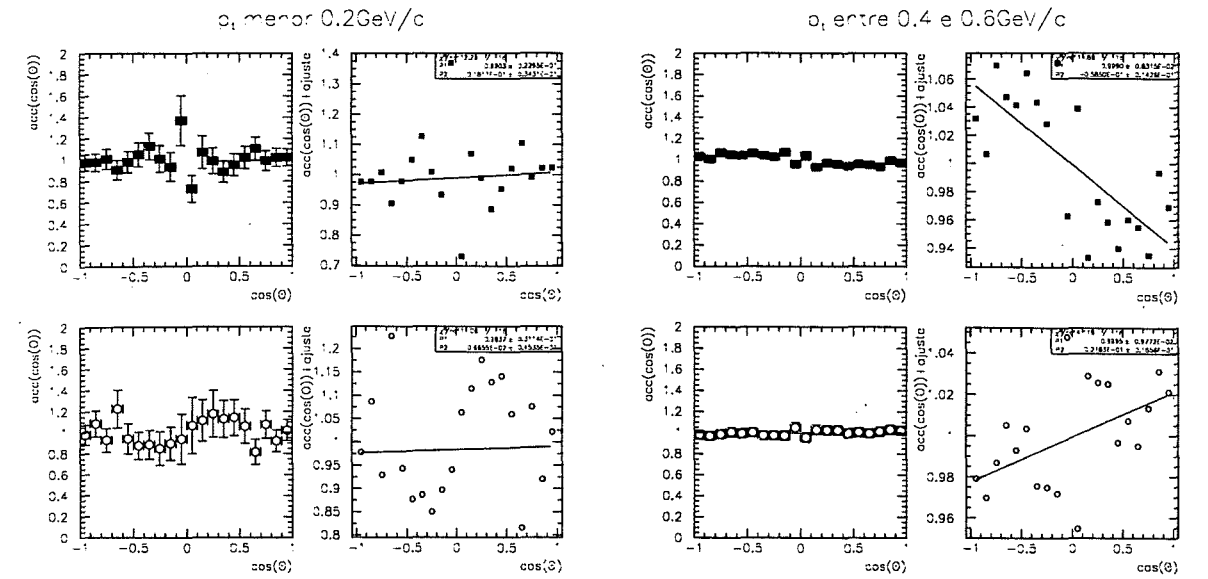


Figura 5.18: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$, para intervalos de p_t e alvos de carbono. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1, o coeficiente linear da reta, P2 o coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

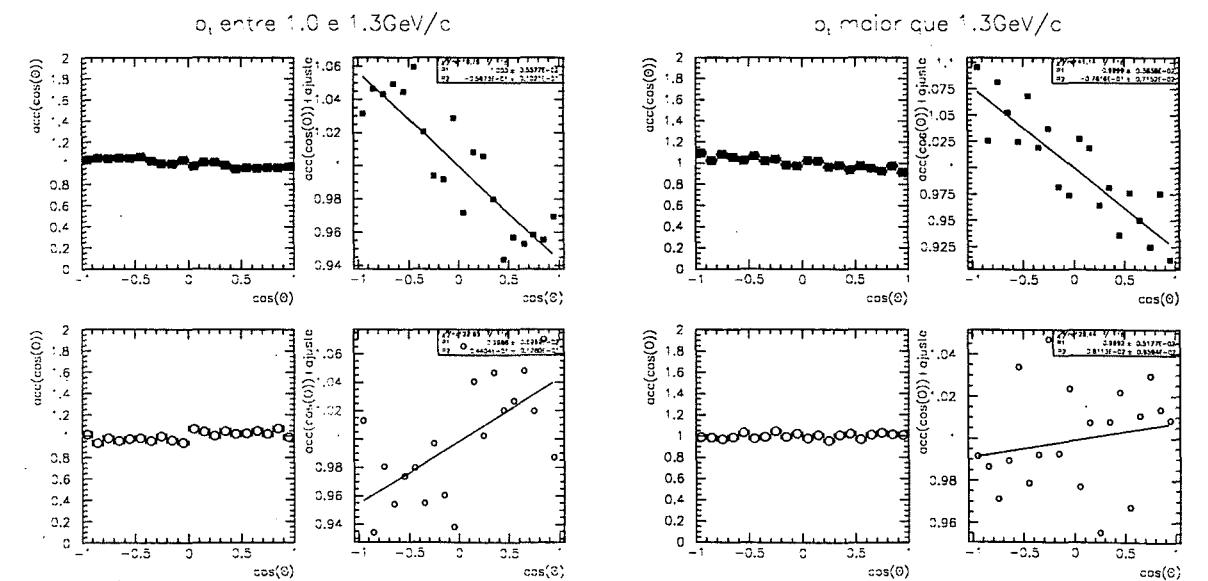


Figura 5.19: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$, para intervalos de p_t e alvos de carbono. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1, o coeficiente linear da reta, P2 o coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

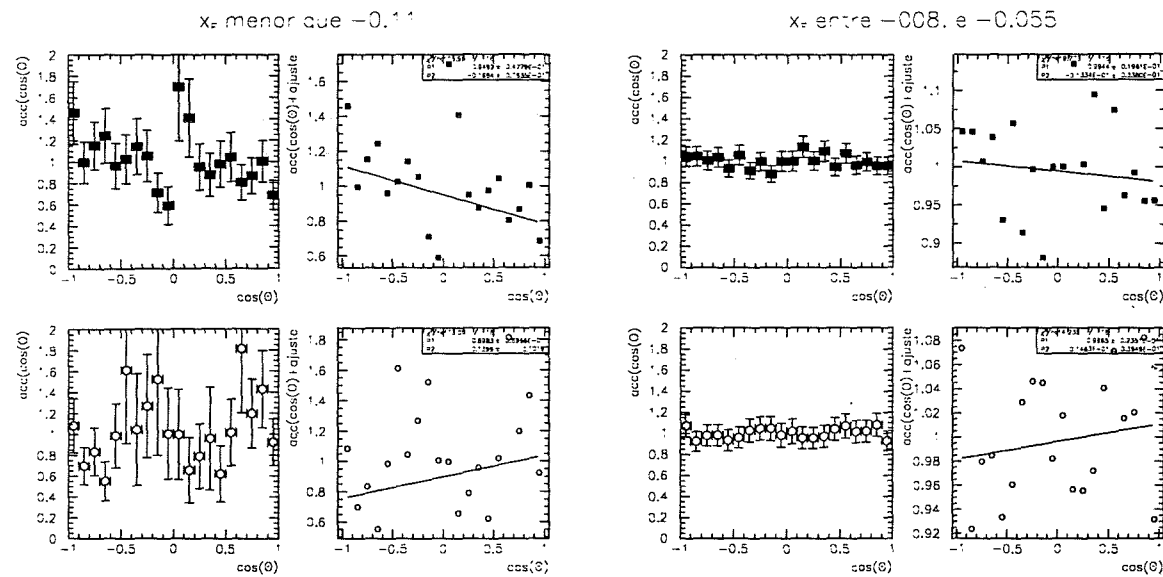


Figura 5.20: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$, para intervalos de x_F e o alvo de platina. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

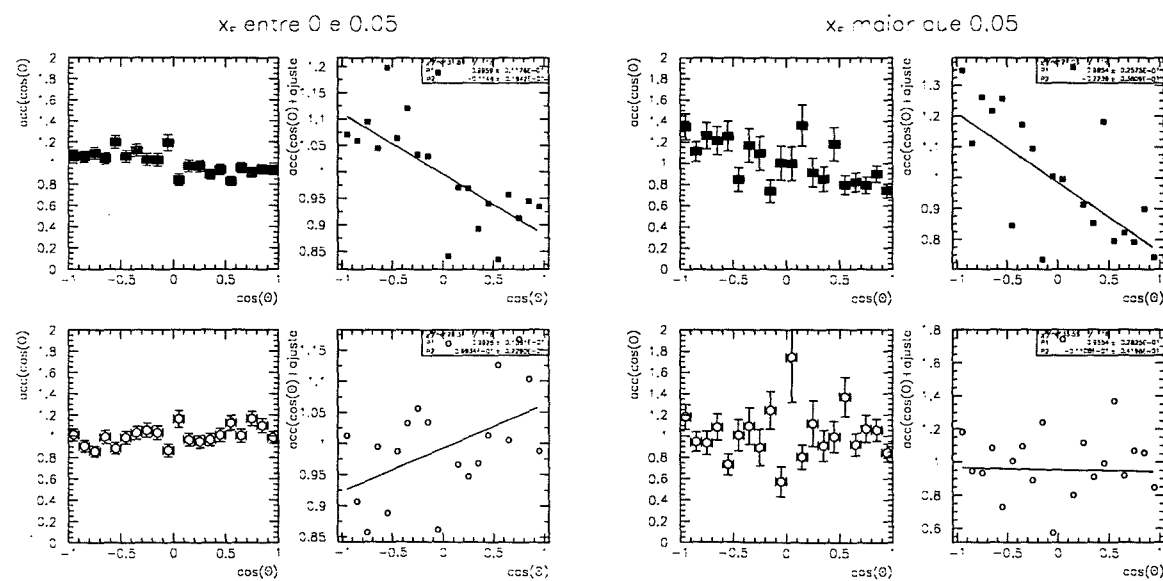


Figura 5.21: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$, para intervalos de x_F e o alvo de platina. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

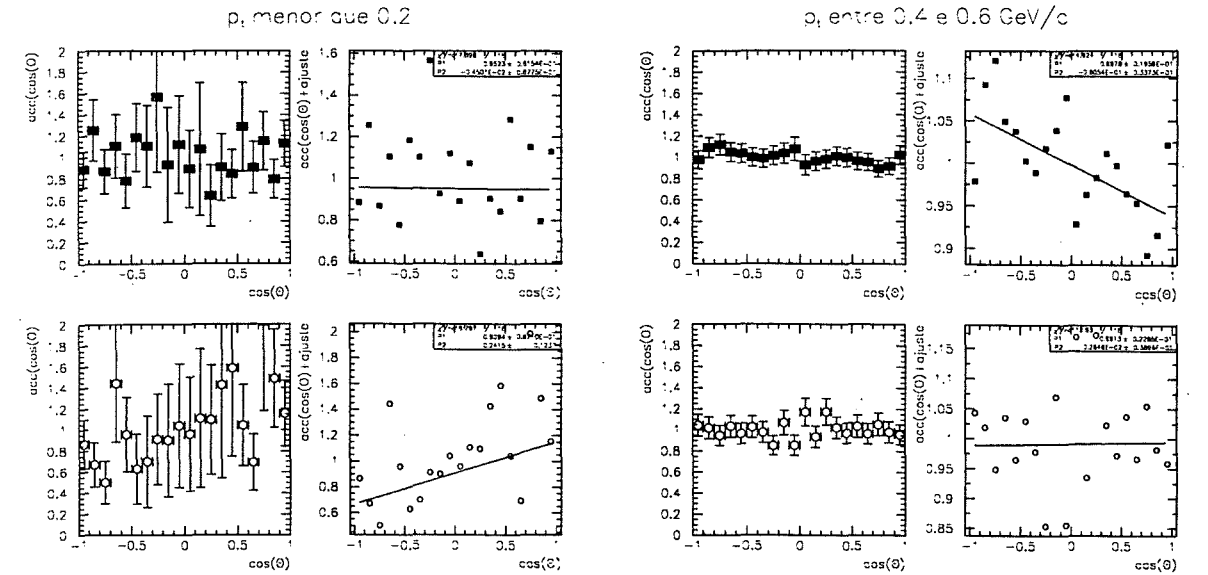


Figura 5.22: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$ para intervalos de p_t e o alvo de platina. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

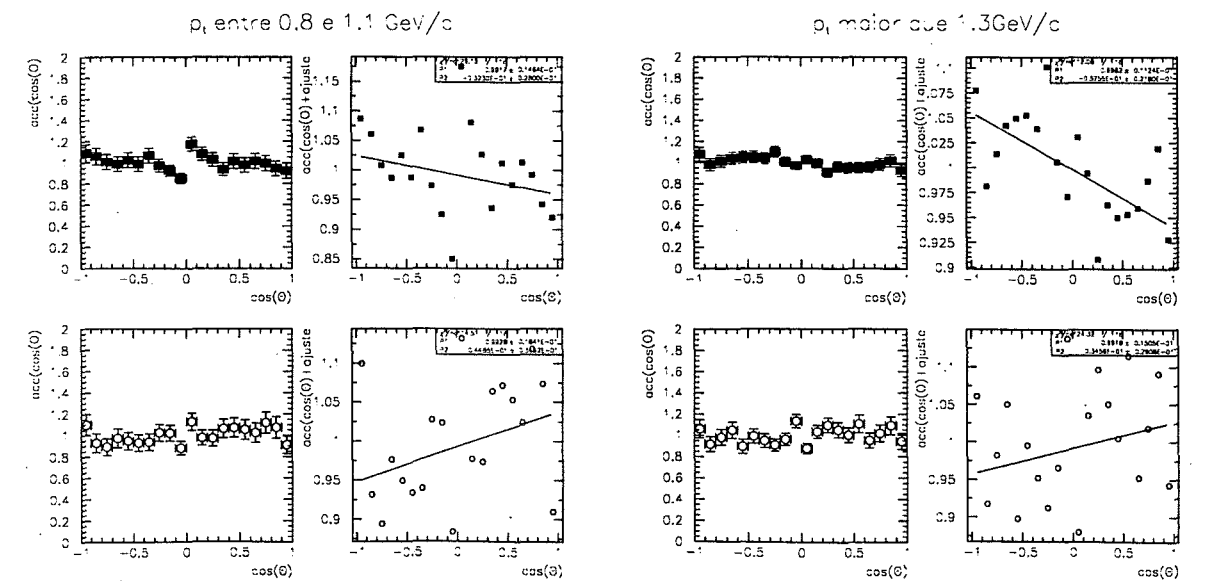


Figura 5.23: $acc(\cos\theta)$ em função de $\cos\theta$ para intervalos de p_t e o alvo de platina. Uma reta é ajustada sobre os pontos. Os parâmetros definidos são : P1- coeficiente linear da reta, P2 coeficiente angular da reta, identificado como $2(-\alpha_{\Xi}P_{\Xi})$.

A primeira integral do numerador pode ser reescrita como

$$\int_{-1}^1 x A(x) dx = - \int_0^1 x A(-x) dx + \int_0^1 x A(x) dx = \int_0^1 x \xi(x) dx ,$$

e a segunda parcela do denominador como

$$\int_{-1}^1 x^3 A(x) dx = \int_0^1 x^3 \xi(x) dx .$$

Substituindo em 5.10 e desconsiderando termos de segunda ordem em $\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$

$$\begin{aligned} \frac{\langle \cos \theta \rangle}{\langle \cos^2 \theta \rangle} &= \frac{\int_0^1 x \xi(x) dx - \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \int_{-1}^1 x^2 A(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx - \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \int_0^1 x^3 \xi(x) dx} = \\ &= -\alpha_{\Xi} P_{\Xi} + \frac{\int_0^1 x \xi(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx} \left(1 + \alpha_{\Xi} P_{\Xi} \frac{\int_0^1 x^3 \xi(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx} \right) \end{aligned}$$

Portanto o que foi chamado de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ seria, na verdade

$$-\alpha_{\Xi} P_{\Xi} (1 + \delta_1) + \epsilon_1 , \quad (5.11)$$

onde

$$\delta_1 = - \frac{(\int_0^1 x \xi(x) dx)(\int_0^1 x^3 \xi(x) dx)}{(\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx)^2}$$

e

$$\epsilon_1 = \frac{\int_0^1 x \xi(x) dx}{\int_{-1}^1 x^2 A(x) dx}$$

Por outro lado é possível também substituir $A(-x) = A(x) - \xi(x)$ em 5.9, obtendo-se

em primeira ordem de $\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$

$$\frac{f(x)}{f(-x)} = \frac{A(x)}{A(x) \left(1 - \frac{\xi(x)}{A(x)} \right)} (1 + 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x) \quad (5.12)$$

Expandindo o denominador de 5.12

$$\begin{aligned}\frac{f(x)}{f(-x)} &= (1 + 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x) \left(1 + \frac{\xi(x)}{A(x)} + \mathcal{O}\left(\frac{\xi(x)}{A(x)}\right)^2 \right) = \\ &= \left(1 + 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi})x + \frac{\xi(x)}{A(x)} + 2(-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}) \frac{\xi(x)}{A(x)}x \right)\end{aligned}$$

desprezando termos $\mathcal{O}\left(\frac{\xi(x)}{A(x)}\right)^2$. Finalmente expande-se a função $\frac{\xi(x)}{A(x)}$ na sua série de Taylor, considerando apenas os termos de ordem zero e um. Note que $A(x)$ é uma função bem comportada positivo-definida que não se anula em nenhum ponto do intervalo $x \in [-1, 1]$. Portanto os parâmetros obtidos através do ajuste de 5.9 deveriam ser, ao invés de 1 e $-2\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$: $P_1 = 1 + \xi(0)/A(0) = 1$, uma vez que $\xi(0)$ é identicamente nulo por definição e $P_2 = -2\alpha_{\Xi} P_{\Xi}(1 + \delta_2)$, onde

$$\delta_2 = \frac{d}{dx} \left(\frac{\xi(x)}{A(x)} \right)_{x=0}$$

Verifica-se finalmente que os erros impostos pela não paridade de $A(x)$ são muito diferentes quando são comparados o primeiro método, 5.2 (associados a ϵ_1 e δ_1) e o segundo método, 5.8 (associados a δ_2).

O fato de ambos os métodos fornecerem o mesmo resultado é, além de uma verificação de que o resultado é robusto, isto é, independente do procedimento de cálculo, uma indicação de que a hipótese mais forte imposta para a obtenção de $-\alpha_{\Xi} P_{\Xi}$ é correta.

5.2 A Amostra de Ω

Foram selecionados 228.054 candidatos a Ω^- e 185.179 candidatos a Ω^+ , pelo mesmo procedimento apontado acima para a seleção de Ξ s, substituindo o π pelo K . O intervalo de massa para os candidatos a Ω é entre $1.642 \text{ GeV}/c^2$ e $1.702 \text{ GeV}/c^2$. Além disto

foi imposta uma condição adicional: exigiu-se que as partículas reconhecidas como K obtivessem probabilidade de ser K maior que 14% fornecida pelos contadores Čerenkov (vide capítulo 3). Desta forma é eliminada parte do ruído, que é composto fundamentalmente de Ξ s.

A figura 5.24 traz o histograma de massa para todos os candidatos a Ω . Segundo [25] a massa do Ω é igual a 1672.45 ± 0.29 . Foram reconhecidos como Ω^- aproximadamente 10500 eventos, enquanto que aproximadamente 8900 foram reconhecidos como Ω^+ . Notam-se duas coisas: o ruído é muito alto quando comparado ao sinal e apresenta um “buraco” no lado esquerdo do pico. Este “buraco” é fruto do corte de Čerenkov descrito acima.

As distribuições de x_F e p_t estão nas figuras 5.25 e 5.26. Note que a estatística não é boa o suficiente para que seja possível a separação da amostra em alvo de platina e alvos de carbono.

Devido à estatística não é viável um estudo tão detalhado da amostra de Ω quanto o estudo realizado para a amostra de Ξ .

A medida da polarização mostrou-se impraticável através dos procedimentos definidos no capítulo 2, e portanto optou-se apenas por determinar se há ou não evidência de polarização para os Ω s.

Desta forma é definido o seguinte procedimento:

-A amostra foi separada, num primeiro momento, em x_F positivo e x_F negativo. A mesma subdivisão foi feita posteriormente para $p_t > 0.8\text{GeV}/c$ e $p_t < 0.8\text{GeV}/c$.

-Foi determinado quantos káons são produzidos na região de $\cos \theta$ positivo e $\cos \theta$ negativo.

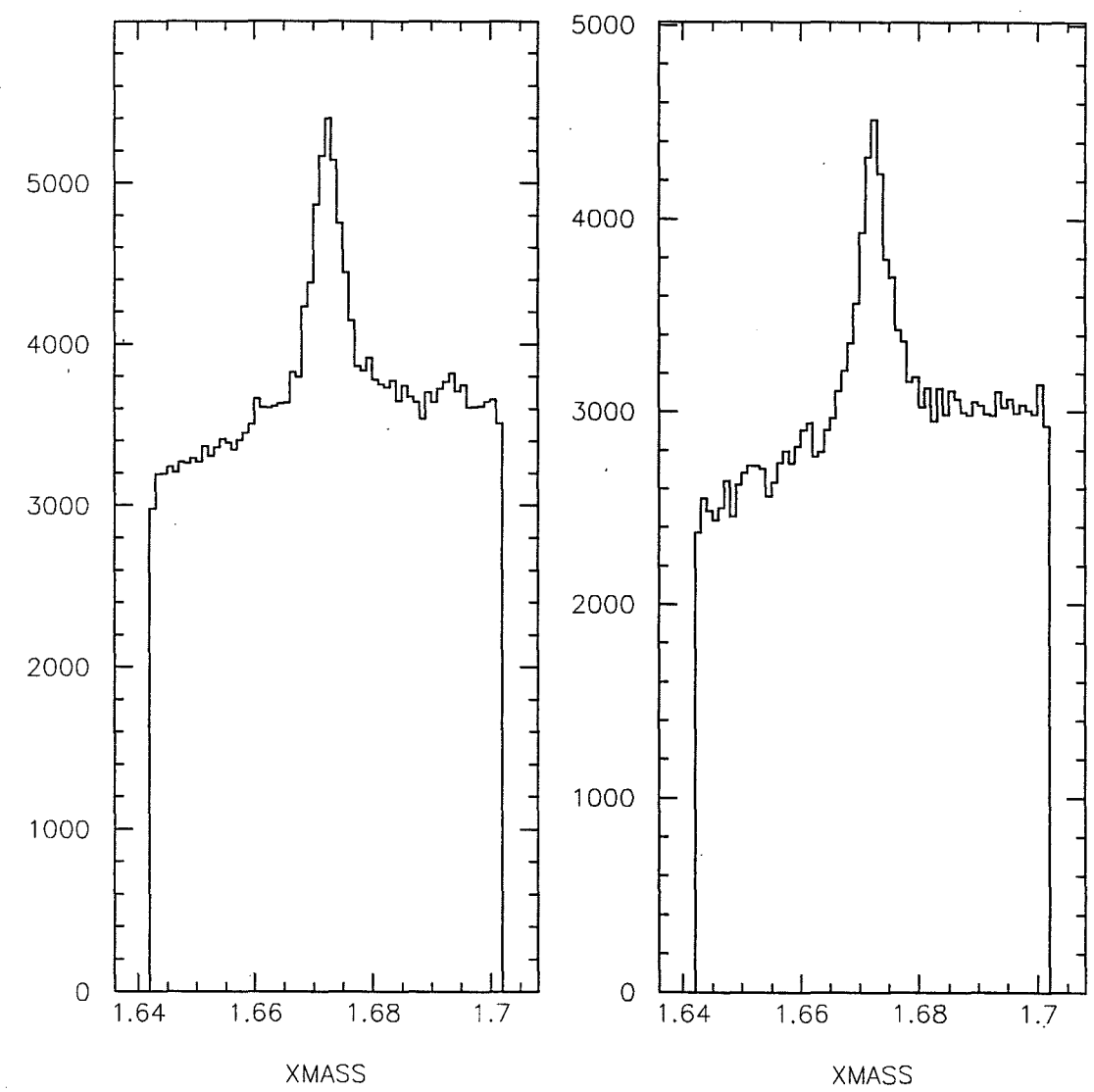


Figura 5.24: Histograma total de massa para Ω^- e Ω^+ . O eixo horizontal é subdividido em 60 intervalos de massa, medida em GeV/c^2 .

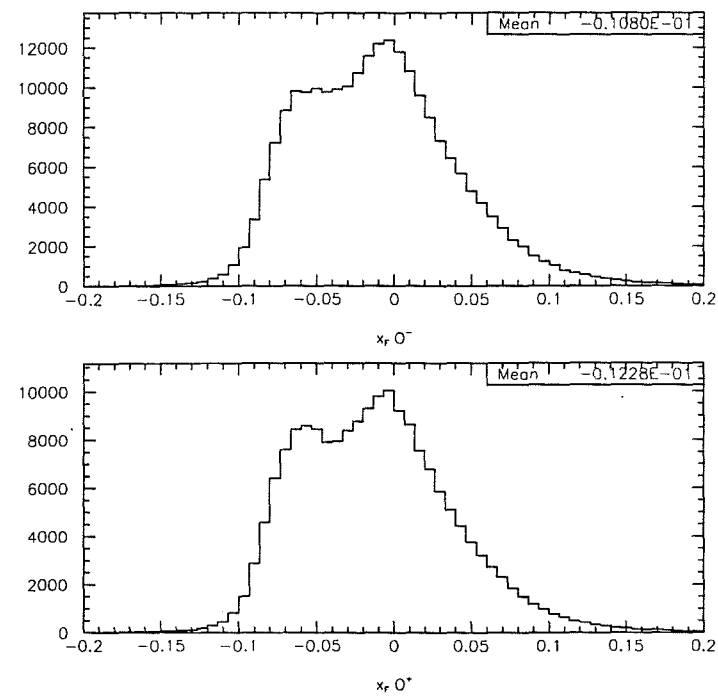


Figura 5.25: Distribuição de x_F para Ω . *Mean* indica o x_F médio da distribuição .

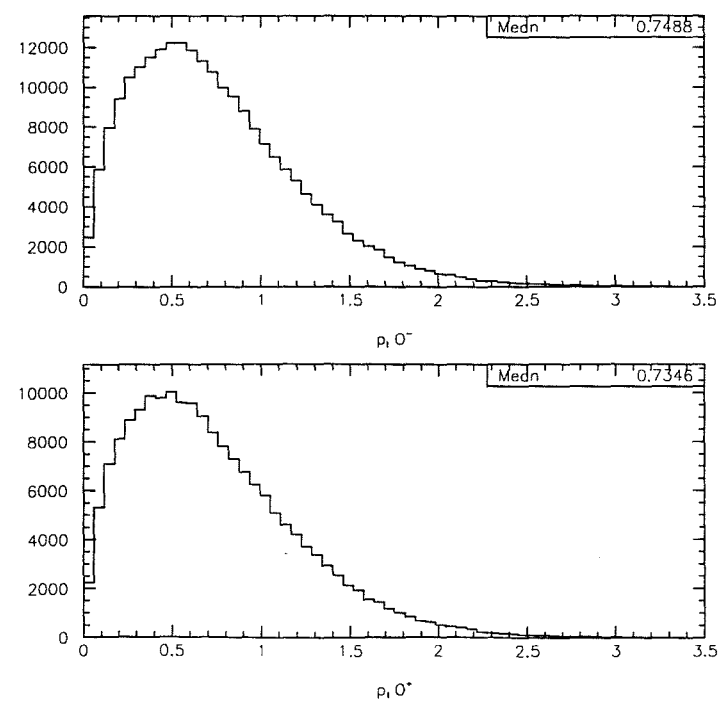


Figura 5.26: Distribuição de p_t para Ω . *Mean* indica o p_t médio da distribuição . p_t em GeV/c.

-A polarização será proporcional a

$$P_{\Omega} = \frac{N(x > 0) - N(x < 0)}{N(x > 0) + N(x < 0)}, \quad (5.13)$$

onde $N(x > 0)$ representa o número de Λ s produzidos em $\cos \theta = x > 0$, e portanto K s produzidos em $\cos \theta = x < 0$.

As figuras 5.27, 5.28, 5.29 e 5.30 mostram os histogramas de massa já ajustados para todas as regiões de x_F e p_t .

Para todas regiões de x_F e p_t a polarização, calculada via 5.13, é consistente com zero, exceto para Ω^- s produzidos com x_F positivo. Neste caso

$$P_{\Omega^-(x_F > 0)} = \frac{2333 \pm 129.5 - 1965 \pm 162.5}{2333 \pm 129.5 + 1965 \pm 162.5} = 8.56\% \pm 4.83\%. \quad (5.14)$$

5.3 Resultados Finais

O único resultado não nulo obtido para a polarização de Ω , 5.14, pode ser, apenas, interpretado como uma evidência de Ω^- s polarizados na região de x_F positivo, uma vez que o método de medição é muito precário para que o valor numérico obtido seja confiável.

Para Ξ s as figuras 5.31, 5.32, 5.33 e 5.34 mostram o comportamento da polarização em função de x_F e p_t , para os alvos de carbono e platina. A polarização foi calculada utilizando-se $\alpha_{\Xi^-} = -0.456 \pm 0.014$ e $\alpha_{\Xi^+} = -\alpha_{\Xi^-}$ [25]. Verifica-se que a polarização do Ξ^- é negativa e crescente em módulo para x_F e p_t crescentes. Para Ξ^+ o comportamento da polarização é aproximadamente constante e seu valor é muito pequeno, em módulo,

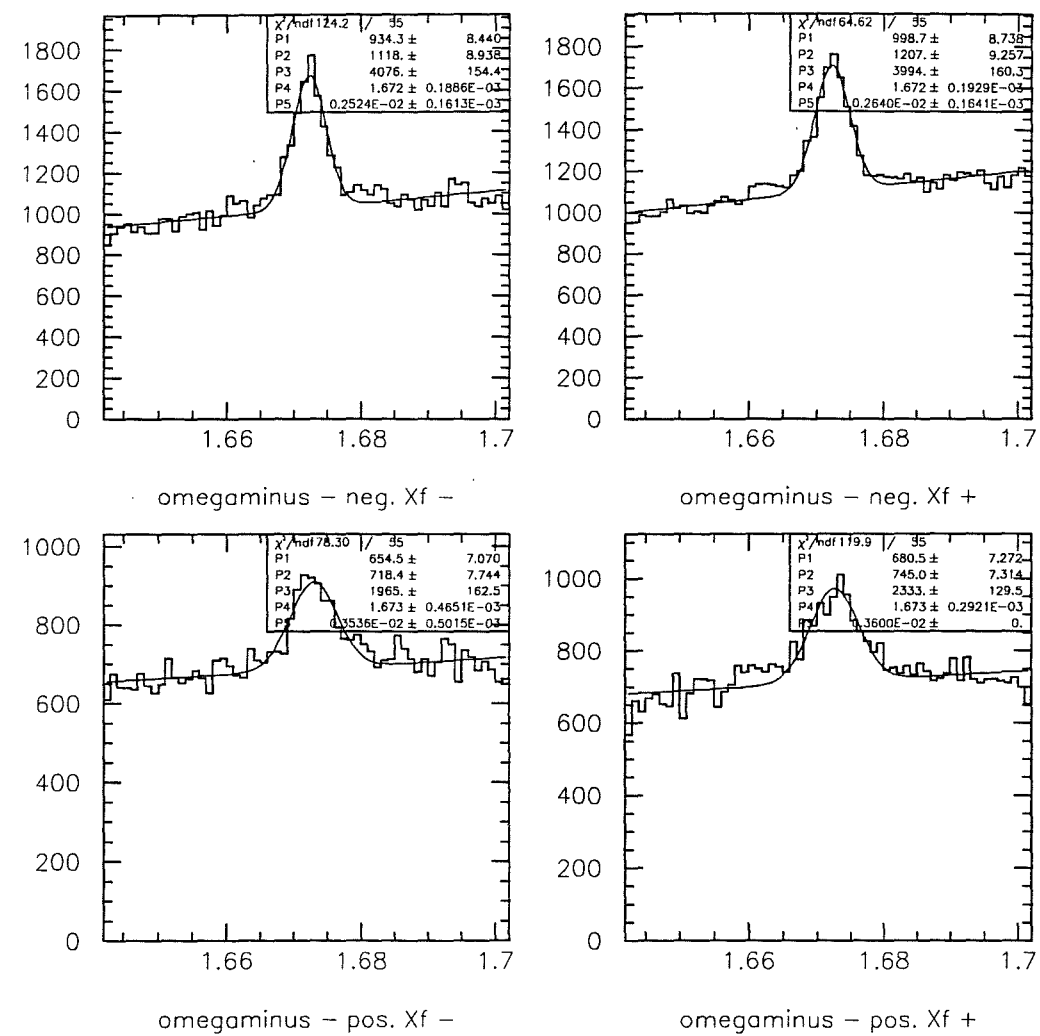


Figura 5.27: Histogramas de massa para Ω^- . O sinal + (-) indica que os Λ^0 s decaíram na região de $\cos \theta$ positivo (negativo) (vide figura 5.24).

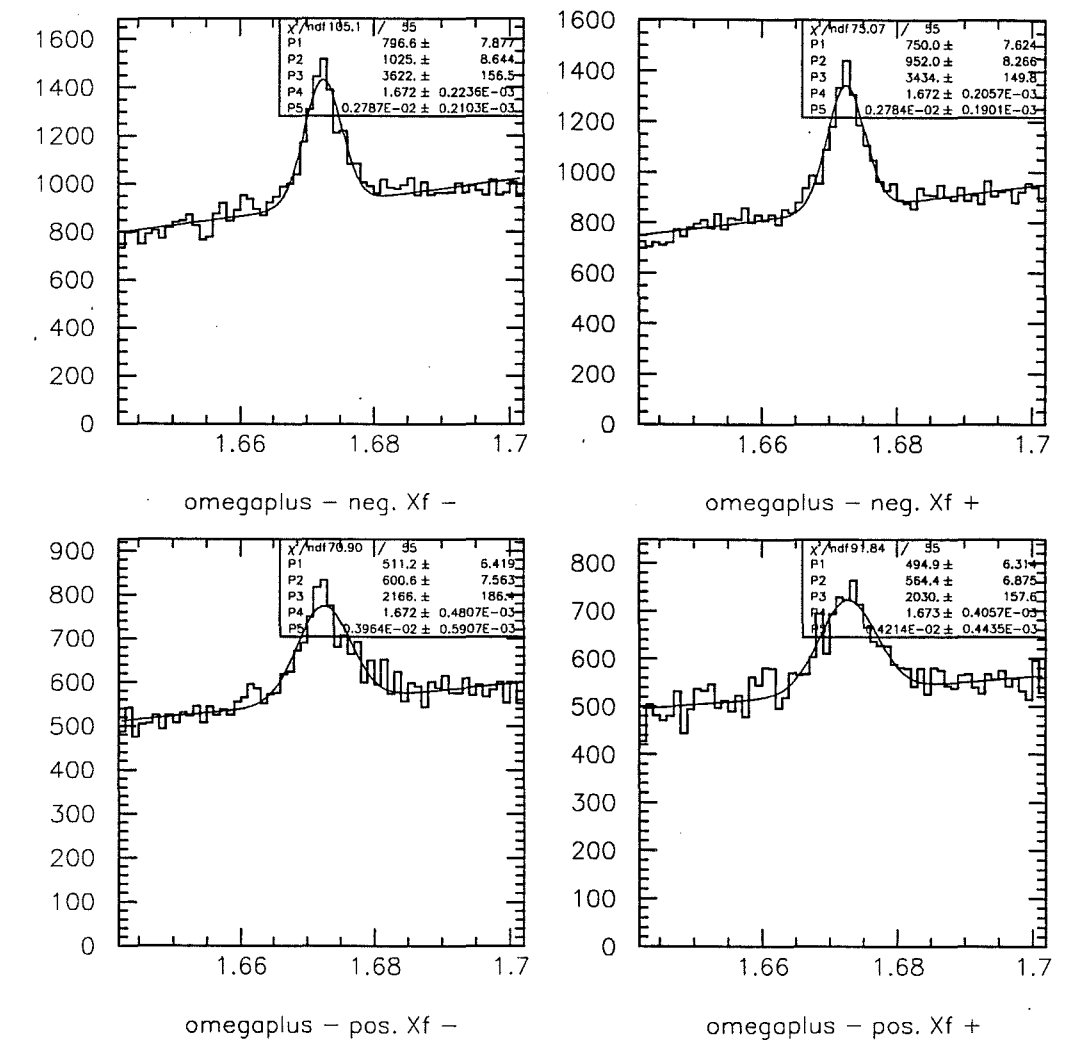


Figura 5.28: Histogramas de massa para Ω^+ , para intervalos de x_F . O sinal + (-) indica que os $\bar{\Lambda}^0$ s decaíram na região de $\cos \theta$ positivo (negativo) (vide figura 5.24).

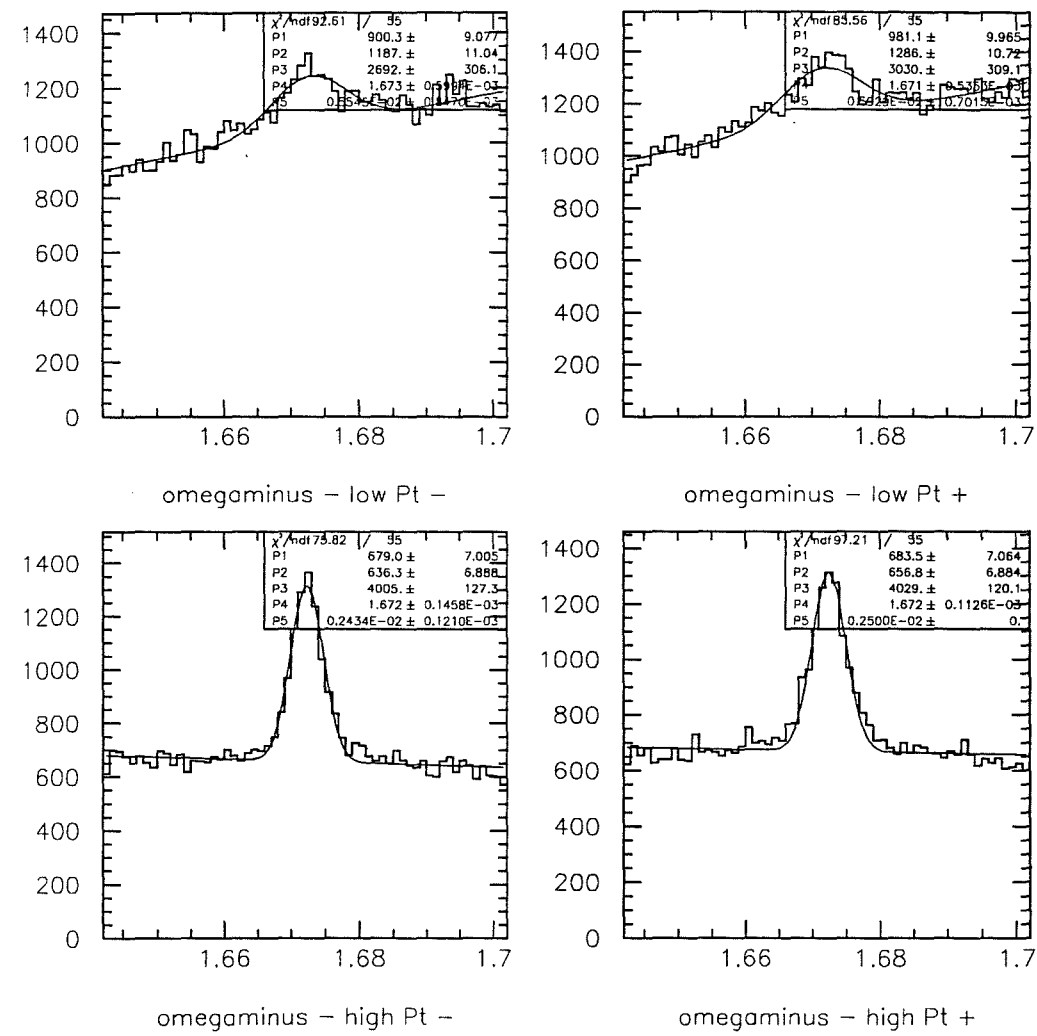


Figura 5.29: Histogramas de massa para Ω^- , para intervalos de p_t . O sinal + (-) indica que os Λ^0 s decaíram na região de $\cos\theta$ positivo (negativo). p_t high(low) indica $p_t >(<)0.8\text{GeV}/c$ (vide figura 5.24).

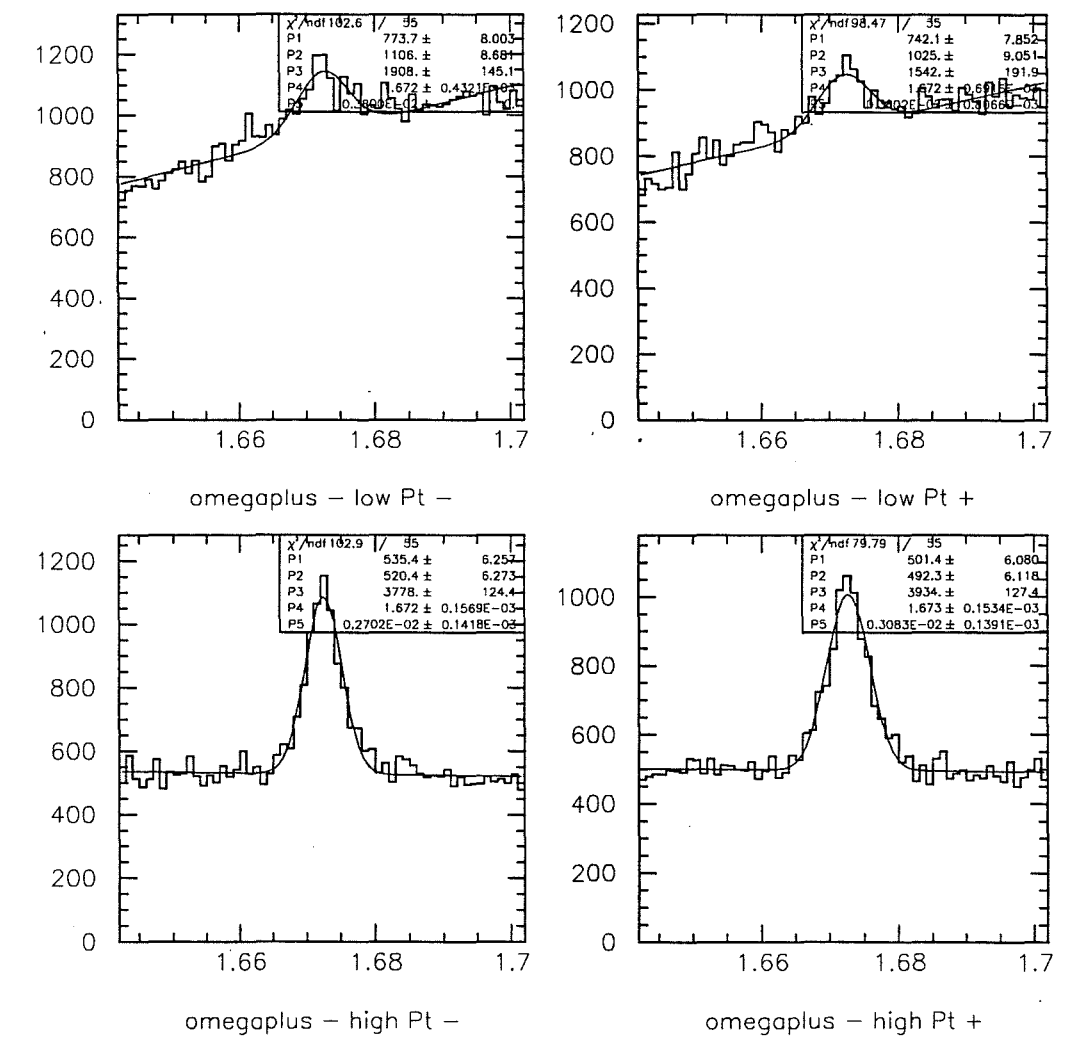


Figura 5.30: Histogramas de massa para Ω^+ , para intervalos de p_t . O sinal + (-) indica que os $\bar{\Lambda}^0$ s decaíram na região de $\cos \theta$ positivo (negativo). p_t high(low) indica $p_t >(<)0.8\text{ GeV}/c$ (vide figura 5.24).

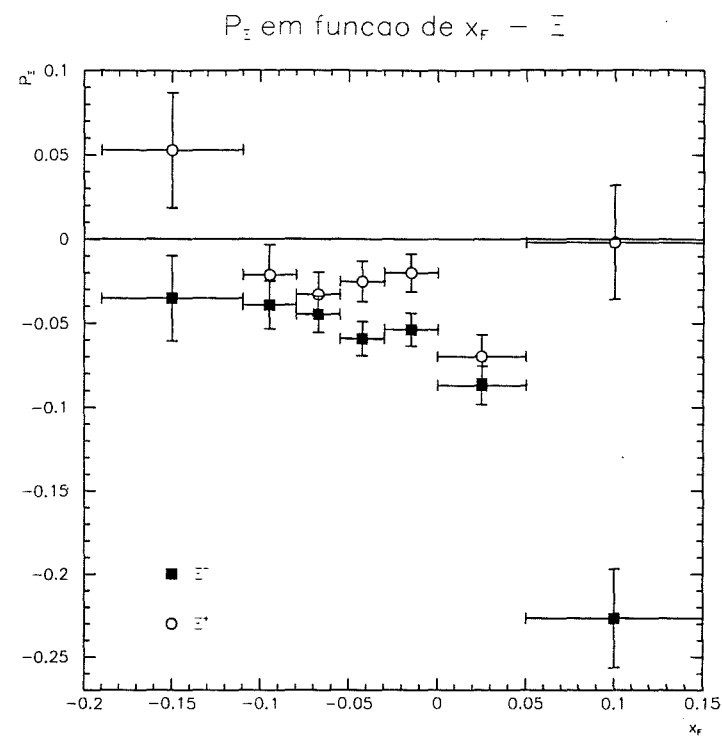


Figura 5.31: Polarização dos Ξ s em função de x_F , para alvos de carbono.

para todos os intervalos de x_F e p_t , mas a polarização é definitivamente negativa para intervalos de p_t , dados antihíperons produzidos nos alvos de carbono.

Uma última medida foi realizada, na região do espaço de fase onde espera-se encontrar a maior polarização em módulo. Esta região é definida por $x_F > 0$ e $p_t > 0.8 \text{ GeV}/c$. As figuras 5.35 e 5.36 mostram os histogramas de massa, para todo o $\cos \theta$, para Ξ s nesta região.

As figuras 5.37 e 5.38 mostram as distribuições dos píons produzidos durante o decaimento em função de $\cos \theta$, no centro de massa do Ξ .

Encontra-se, através do método dos momentos

$$-\alpha_{\Xi} - P_{\Xi} = -0.0496 \pm 0.0068 \quad (C)$$

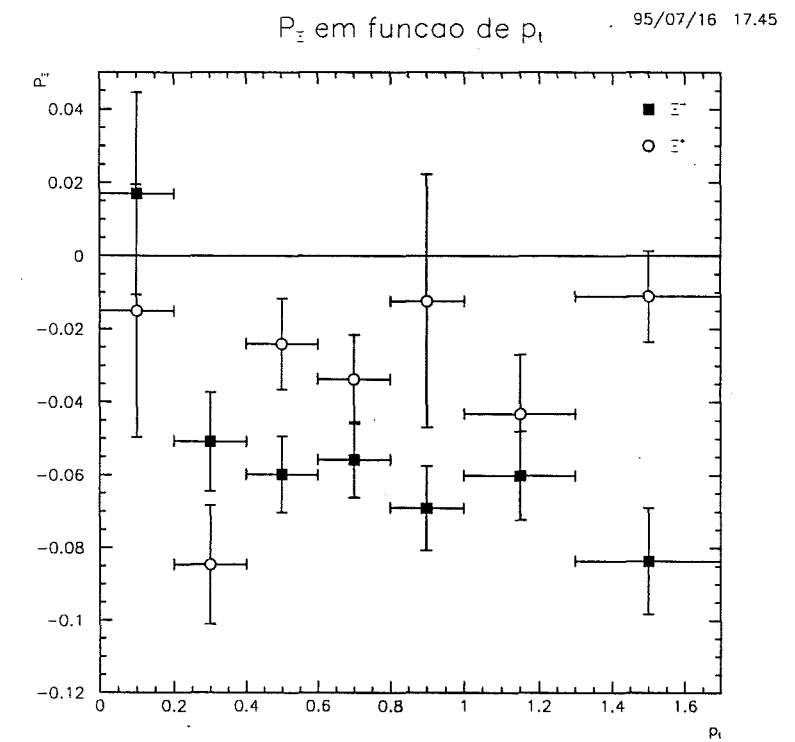


Figura 5.32: Polarização dos Ξ s em função de p_t , para alvos de carbono. p_t é medido em GeV/c.

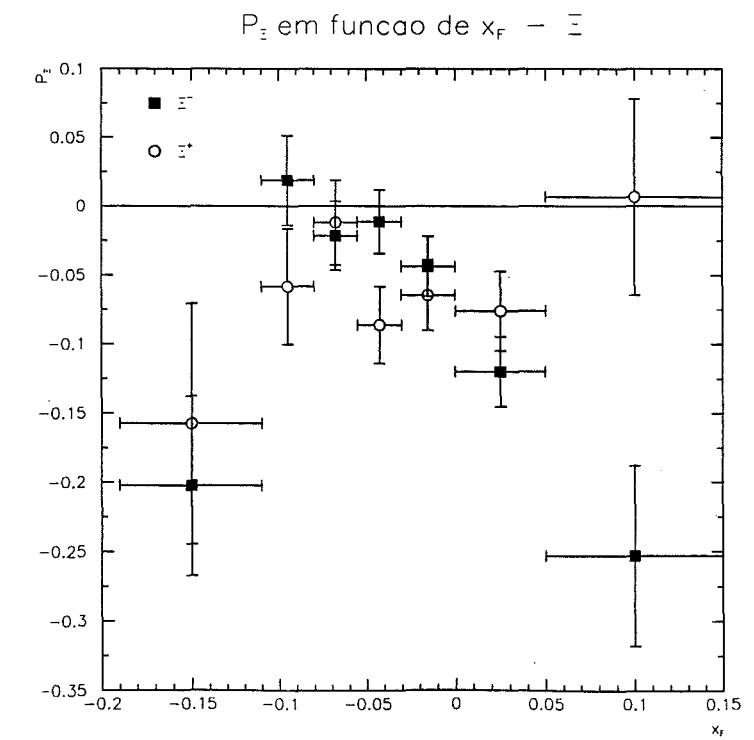


Figura 5.33: Polarização dos Ξ s em função de x_F , para o alvo de platina.

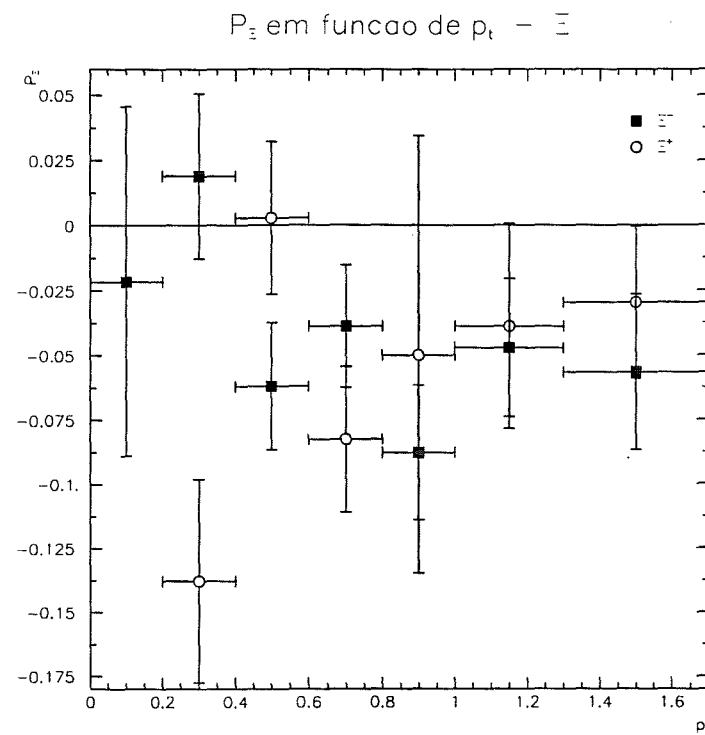


Figura 5.34: Polarização dos Ξ s em função de x_F , para o alvo de platina. p_t é medido em GeV/c.

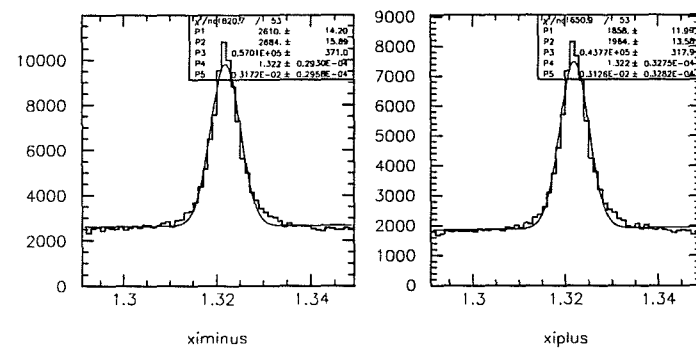


Figura 5.35: Histograma de massa para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8$ GeV/c, alvos de carbono (vide figura 5.1).

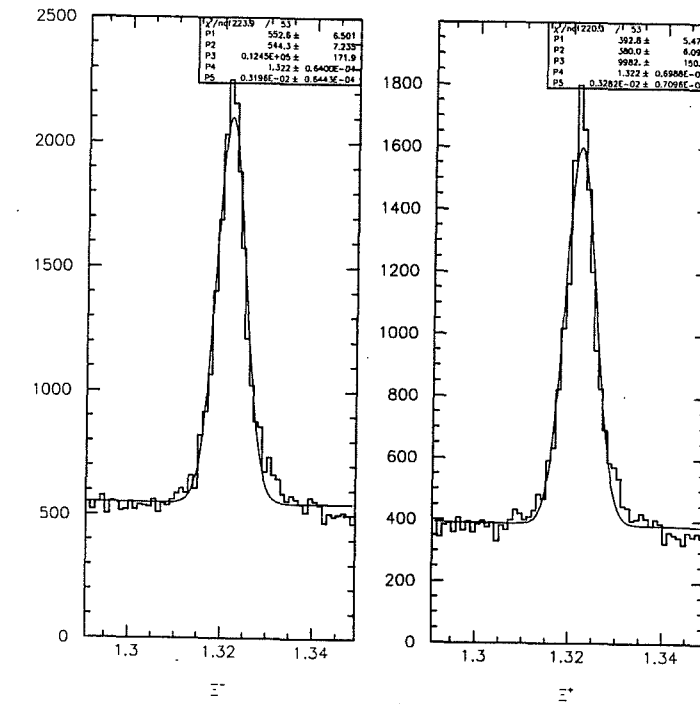


Figura 5.36: Histograma de massa para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8 \text{ GeV}/c$, alvo de platina (vide figura 5.1).

$$-\alpha_{\Xi^-} P_{\Xi^-} = -0.0670 \pm 0.0144 \quad (Pt)$$

$$-\alpha_{\Xi^+} P_{\Xi^+} = 0.0270 \pm 0.0077 \quad (C)$$

$$-\alpha_{\Xi^+} P_{\Xi^+} = 0.0110 \pm 0.0161 \quad (Pt)$$

Utilizando o método desenvolvido através do ajuste da função $acc(x)$ (vide figuras 5.39 e 5.40):

$$-2\alpha_{\Xi^-} P_{\Xi^-} = -0.1030 \pm 0.0199 \quad (C)$$

$$-2\alpha_{\Xi^-} P_{\Xi^-} = -0.1321 \pm 0.0436 \quad (Pt)$$

$$-2\alpha_{\Xi^+} P_{\Xi^+} = 0.0558 \pm 0.0230 \quad (C)$$

$$-2\alpha_{\Xi^+} P_{\Xi^+} = 0.0218 \pm 0.0501 \quad (Pt)$$

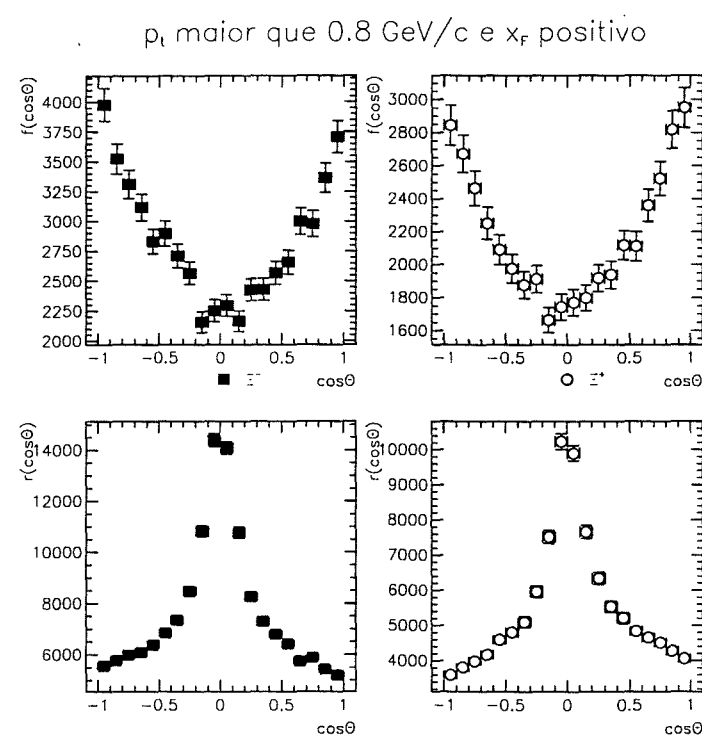


Figura 5.37: Distribuição angular dos píons para Ξ s produzidos com $x_F > 0$ e $p_t > 0.8$ GeV/c, alvos de carbono.

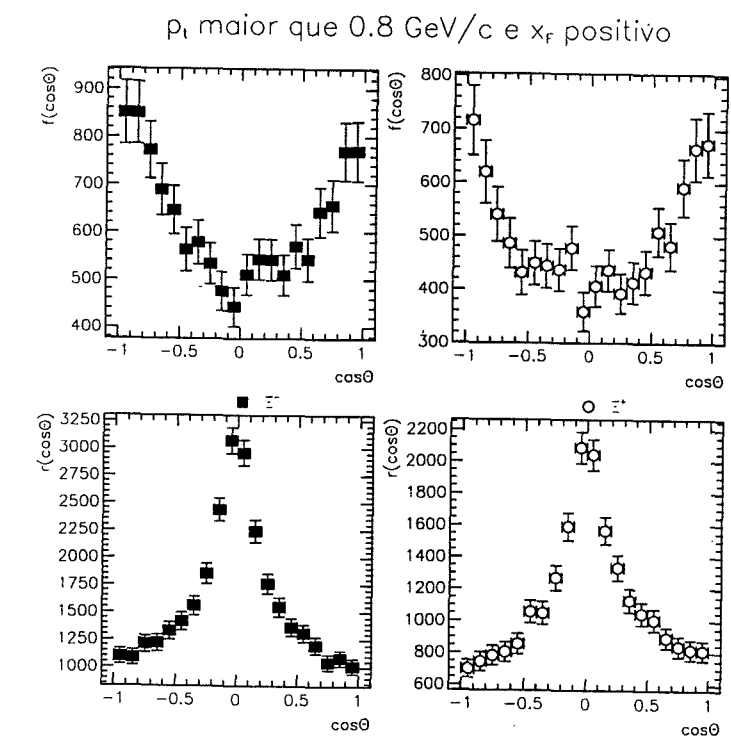


Figura 5.38: Distribuição angular dos píons para Ξ s produzidos com $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvo de platina.

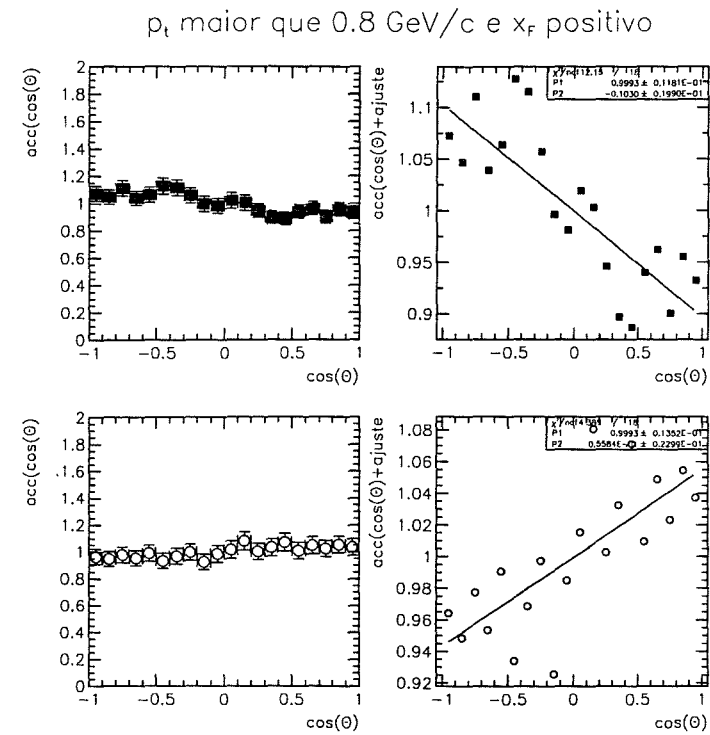


Figura 5.39: $acc(x)$ para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8$ GeV/c, alvos de carbono.

A tabela 5.1 contém os resultados finais para a polarização de Ξ s.

Analisando a tabela 5.1 é possível estimar o erro sistemático, que será relacionado à diferença entre os resultados das duas colunas, e conclui-se que, muito qualitativamente, que o erro sistemático para a polarização é da ordem de 0.6%. Esta estimativa não foi considerada para a apresentação final dos resultados.

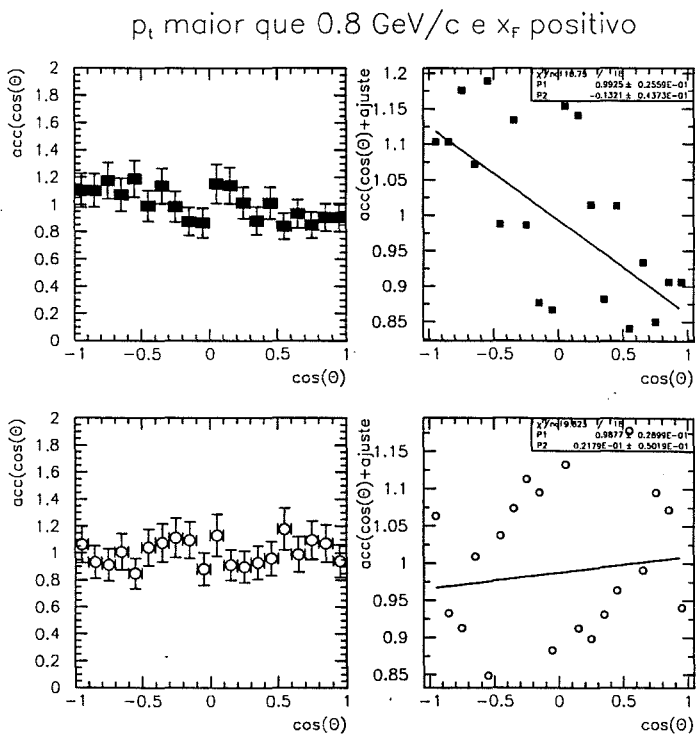


Figura 5.40: $acc(x)$ para $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, alvo de platina.

Híperon	Polarização : Método dos Momentos	Polarização : Ajuste de $acc(x)$	Alvo
Ξ^-	$-10.9\% \pm 1.49\% \mp 0.33\%$	$-11.3\% \pm 0.22\% \mp 0.35\%$	C
Ξ^-	$-14.7\% \pm 3.07\% \mp 0.45\%$	$-14.5\% \pm 4.48\% \mp 0.44\%$	Pt
Ξ^+	$-5.92\% \pm 1.69\% \mp 0.18\%$	$-6.12\% \pm 2.52\% \mp 0.19\%$	C
Ξ^+	$-2.40\% \pm 3.53\% \mp 0.07\%$	$-2.39\% \pm 5.49\% \mp 0.07\%$	Pt

Tabela 5.1: Polarização de Ξ na região de $x_F > 0$ e $p_t > 0.8\text{GeV}/c$, resultado comparativo entre os dois procedimentos definidos no capítulo 3, para alvos de carbono (C) e platina (Pt). A polarização é perpendicular ao plano de produção do Ξ .

Capítulo 6

Conclusões

A polarização do híperon Ξ^- e do antihíperon Ξ^+ foi medida, através da determinação da distribuição angular dos píons produzidos durante o decaimento no referencial de centro de massa do híperon, em função de x_F , p_t , e de A , número atômico do alvo sobre o qual incidia o feixe de píons inicial com *momentum* 500GeV/c.

O resultado encontrado para a polarização dos Ξ s não era esperado, e certamente polarização tão alta não era prevista por qualquer um dos modelos teóricos apresentados. A altíssima estatística obtida na amostra de Ξ s permitiu a elaboração de um estudo metuculoso e com erros estatísticos bastante reduzidos. Quando toda a amostra da E791 estiver disponível será possível reduzir ainda mais estes erros, em especial para os resultados obtidos com o alvo de platina.

Dados os erros estatísticos encontrados não é possível diferenciar os resultados encontrados para alvos de platina e de carbono, com a exceção da polarização do Ξ^+ para p_t maior que 0.8GeV/c e x_F positivo. O comportamento da polarização em função de x_F e p_t é o mesmo para híperons produzidos nos dois tipos diferentes de alvos.

A assimetria entre o resultado para híperon e para antihíperon também é digna de nota.

Quando analisadas as funções de onda de sabor para ambos verifica-se que $|\Xi^- \rangle \approx |dss\rangle$, enquanto que $|\Xi^+ \rangle \approx |\bar{d}\bar{s}\bar{s}\rangle$. Por outro lado $|\pi^- \rangle \approx |\bar{u}d\rangle$ e $|p(n)\rangle \approx |uud(udd)\rangle$. Os *quarks* e *antiquarks* estranhos são necessariamente produzidos durante a interação. O quark d presente no Ξ^- pode ser fruto do π^- ou do $p(n)$. Já o *antiquark* \bar{d} não pode ter vindo nem do π^- nem do $p(n)$, tendo sido portanto criado durante a interação feixe-alvo. Segundo todos os modelos fenomenológicos apresentados a polarização do Ξ^- deveria ser maior em módulo quando comparada à polarização do Ξ^+ , como observado. Por outro lado a polarização do Ξ^+ deveria ser identicamente nula ou muito pequena, como apontam também os resultados obtidos (em especial para o alvo de platina).

Seria interessante a determinação da polarização do $|\Xi^0 \rangle \approx |uss\rangle$ e do $|\bar{\Xi}^0 \rangle \approx |\bar{u}\bar{s}\bar{s}\rangle$ uma vez que o primeiro contém um *quark* proveniente do $p(n)$ e o segundo contém um *quark* proveniente do π^- . Desta maneira seria possível determinar, em separado, a contribuição dos *quarks* do feixe e do alvo para a polarização. Porém a obtenção de uma amostra de Ξ^0 é bem mais delicada, uma vez que este híperon possui carga elétrica zero e decai em $\Lambda^0 + \pi^0$ duas partículas neutras, de difícil detecção (em particular o π^0 , que decai em dois fótons).

O comportamento da polarização em função de x_F e p_t também se assemelha àquele esperado teoricamente e já observado em outras medidas de polarização. O fato de a polarização crescer rapidamente para x_F positivo é esperado, e se assemelha muito ao comportamento da polarização do Λ^0 obtida pela colaboração ACCMOR no ano passado [11]. A região de x_F positivo é dominada pelo feixe, isto é, nesta região os Ξ^- s produzidos possuem, predominantemente, *quark* d proveniente dos π^- s iniciais, e por-

tanto a contribuição de pártons do feixe para efeitos de polarização é mais relevante que contribuições de pártons de valência do alvo.

Para que o resultado apresentado seja reconhecido como tal, e não uma flutuação estatística ou erro sistemático da experiência, é necessário ainda determinar a polarização utilizando o outro método apontado por este trabalho no capítulo 2, isto é, medir a polarização dos Λ^0 s produzidos durante os decaimentos dos Ξ^- s e verificar quanto se assemelham (ou não) os dois resultados. Ainda sobre a confiabilidade dos resultados finais apresentados é imperativo verificar se as fortes suposições impostas a função de aceitação no capítulo anterior estão realmente corretas. O fato de os dois procedimentos apontados fornecerem resultados muito similares serve como indicação de que as suposições sobre $A(\cos\theta)$ estão corretas, porém um estudo utilizando eventos gerados em simulações de Monte Carlo traria maior certeza sobre a paridade da função em questão e permitiria uma avaliação mais realista dos erros sistemáticos.

Estudo semelhante a este aqui apresentado está sendo realizado para a produção direta de Λ^0 e K_s [29], utilizando os mesmos métodos e aproximações. O estudo dos K_s , méson de spin nulo e portanto polarização trivialmente nula, é importante para a verificação de que o procedimento utilizado é razoável e determinação de erros sistemáticos. Resultados muito preliminares indicam que a polarização dos K_s é consistente com zero, aumentando as esperanças daqueles que crêem no método aqui apresentado. Estudos preliminares de Monte Carlo para o Λ^0 apontam que a função de aceitação é aproximadamente par, justificando as aproximações aqui realizadas.

O estudo dos Ω s foi muito afetado por causa da grande quantidade de ruído presente

na amostra. Trabalhos posteriores com o Ω terão que desenvolver processos de seleção mais eficientes para contornar esta problema. Com o acúmulo de toda a estatística da experiência deve ser possível realizar, no futuro, um estudo da polarização do Ω similar ao estudo da polarização de Ξ . A evidência de polarização não nula apresentada serve de estímulo para um estudo mais cuidadoso, uma vez que jamais foi medida polarização não nula para o Ω produzido durante a interação de feixes e alvos não polarizados, e tal resultado violaria todos os modelos fenomenológicos conhecidos.

Referências

- [1] Bunce, G. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 36, 1113 (1976).
- [2] Deck, L. *et al.*, Phys. Rev D28, 1 (1983).
- [3] Wilkinson, C. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 58, 855 (1987).
- [4] Morelos, A. *et al.*, Phys. Rev Lett. 71, 2172 (1993).
- [5] Rameika, R. *et al.*, Phys. Rev. D33, 3172 (1986).
- [6] Luk, K.B. *et al.*, Phys. Rev. D38, 19 (1988).
- [7] Haupt, T. *et al.*, Z. Phys. C- Particles and Fields 28, 57-63 (1985).
- [8] Gourlay, S.A., *et al.*, Phys. Rev. Lett. 56, 2244 (1986).
- [9] Ho, P.M. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65, 1713 (1990).
- [10] Luk, K.B. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70, 900 (1993).
- [11] ACCMOR Collaboration. Barlag, S. *et al.*, Phys. Lett. B 325, 531-535 (1994).
- [12] Argus Collaboration. Albrecht, H. *et al.*, Phys. Lett. B 326 320-328 (1994).
- [13] Aleev, A. *et al.*, Yad. Fiz. 43, 619-623 (1986). Sov. J. Nucl. Phys. 43, 395 (1986).

- [14] WA89 Collaboration. Adamovich, M.I., *et al.*, Z. Phys. A 350, 379-386 (1995).
- [15] Andersson, B., Gustafson, G., Ingelman, G., Phys. Lett. B 85, 417 (1979).
- [16] DeGrand, T.A., Miettinen, H.I., Phys. Rev D24, 2419 (1981).
- [17] Soffer, J., Törnqvist, A., Phys. Rev. Lett. 68, 907 (1992).
- [18] Barni, R., Preparata, G., Ratcliffe, P.G., Phys. Lett. B 296, 251-255 (1992).
- [19] Szwed, J., Phys. Lett. 105B, 403 (1981).
- [20] Morpurgo, G., Nuovo Cimento 3, 1069 (1956).
- [21] ver, entre outros: Morpurgo, G., Nuovo Cimento 5, 1222 (1956) ;Leitner, J.,Nuovo Cimento 8, 996 (1958); Lee, T.D., Yang, C.N., Phys. Rev. 104, 254 (1956);Lee, T.D., Oehme, R., Yang, C.N., Phys. Rev. 106, 340 (1957); Lee, Steinberger, Feinberg, Kabir, Yang, Phys. Rev. 106, 1367 (1957); Lee, T.D., Yang, C.N., Phys. Rev. 108, 1645 (1957).
- [22] Hernández, J.J., *et al.*, Phys. Lett. 239B, 1 (1990).
- [23] Finjord, J., Phys. Lett. B 76, 116 (1978). Finjord, J., Gaillard, M.K., Phys. Rev. D22, 778 (1980). Tadić, D., Galić, H., Trambetić, J., Phys. Lett 89B, 249 (1980).
- [24] Fernow, R., Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge University Press, 1986.
- [25] Particle Data Group, Review of particle properties, Phys. Rev. D50, 1173-1826 (1994).

- [26] Gagnon, P., “Measurement of The Form Factors in The Semileptonic Decay $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e$ ”, PhD Thesis - University of California, Santa Cruz (1993).
- [27] de Mello, C., “Procura por Correntes Neutras que Trocam Sabor Pela Análise do Decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ ”, Dissertação de Mestrado - Departamneto de Física - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (1994).
- [28] para uma outra descrição dos modelos apresentados, alguns outros não citados e a apresentação de um modelo novo vide: Soares, R., “Polarização de Híperons a Altas Energias”, Dissertação de Mestrado - Instituto de Física - Universidade de São Paulo (1995).
- [29] de Gouvêa, A. L., dos Anjos, J., Simão, F. e Herrera, G., “ Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) and Ξ^\pm Polarization in a $\pi^- p$ Interaction at 500GeV”, memorandum apresentado à colaboração E791 do Fermilab, (1995).