

Tese de
MESTRADO

ESTUDO DA POLARIZAÇÃO DE Λ^0 E $\bar{\Lambda}^0$
EM COLISÕES π^\pm , K^\pm , p-NUCLEON A 250 GeV/c

Alexandre Martins de Souza

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, setembro de 2003

Agradecimentos

- ao professor Hélio da Motta (CBPF), pela orientação.
- ao professor José Roberto P. Mahon (UERJ) pelas discussões que muito ajudaram a enriquecer este trabalho.
- aos meus colegas estudantes.
- ao Dr. Marcello Nicola, pela ajuda durante a análise.
- ao CNPq, pela bolsa concedida durante o primeiro ano do mestrado.
- à FAPERJ, pela bolsa concedida durante o segundo ano do mestrado.
- aos membros da colaboração E769.
- à todo o pessoal administrativo do CBPF.
- ao CLAFEX, pelos recursos computacionais e operacionais.
- à Biblioteca do CBPF.
- à minha família.

A Colaboração E769

G.A. Alves,⁽¹⁾ S. Amato,⁽¹⁾ J.C. Anjos,⁽¹⁾ J.A. Appel,⁽²⁾ J. Astorga,⁽⁵⁾ T. Bernard,⁽⁵⁾
S.B. Bracker,⁽⁴⁾ L.M. Cremaldi,⁽³⁾ W.D. Dagenhart,⁽⁵⁾ C.L. Darling,⁽⁸⁾ R.L. Dixon,⁽²⁾
D. Errede,⁽⁷⁾ H.C. Fenker,⁽²⁾ C. Gay,⁽⁴⁾ D.R. Green,⁽²⁾ R. Jedicke,⁽⁴⁾ P.E. Karchin,⁽⁸⁾
C. Kennedy,⁽⁸⁾ S. Kwan,⁽²⁾ L.H. Lueking,⁽²⁾ P.M. Mantsch,⁽²⁾ J.R.T. de Mello Neto,⁽¹⁾
J. Metheny,⁽⁵⁾ R.H. Milburn,⁽⁵⁾ J.M. de Miranda,⁽¹⁾ H. da Motta Filho,⁽¹⁾ A. Napier,⁽⁵⁾
M.S. Nicola,⁽¹⁾ D. Passmore,⁽⁵⁾ A. Rafatian,⁽³⁾ A.C. dos Reis,⁽¹⁾ W.R. Ross,⁽⁸⁾
A.F.S. Santoro,⁽¹⁾ M. Sheaff,⁽⁷⁾ A.M. Souza,⁽¹⁾ M.H.G. Souza,⁽¹⁾ C. Stoughton,⁽²⁾
M.E. Streetman,⁽²⁾ D.J. Summers,⁽³⁾ S.F. Takach,⁽⁸⁾ L. Chen-Tokarek,⁽²⁾ A. Wallace,⁽⁸⁾
Z. Wu⁽⁸⁾

⁽¹⁾Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brasil

⁽²⁾Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, 60510

⁽³⁾University of Mississippi, University, MS 38677

⁽⁴⁾University of Toronto, Toronto, Ontario, Canadá, M5S 1A7

⁽⁵⁾Tufts University, Medford, MA 02155

⁽⁶⁾Wayne State University, Detroit, Michigan 48202

⁽⁷⁾University of Wisconsin, Madison, WI 53706

⁽⁸⁾Yale University, New Haven, CT 06511

Resumo

Fizemos um estudo, utilizando dados do experimento E769, da polarização do híperon Λ^0 e de sua antipartícula $\bar{\Lambda}^0$ produzidos em interações π^\pm -nucleon, K^\pm -nucleon e p -nucleon a 250 GeV/c. As polarizações foram obtidas em função de x de Feynman (x_F) e p_T , nos intervalos $-0,16 \leq x_F \leq 0,40$ e $0 \leq p_T \leq 3,0$ (GeV/c), para feixe negativo, e $-0,1 \leq x_F \leq 0,1$, para feixe positivo. Os resultados apresentados são preliminares.

Abstract

Studies of the Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarizations in 250 GeV/c

π^\pm , K^\pm and p -nucleon interactions

Using data from Fermilab fixed-target experiment E769, we have studied the polarization of the hyperons Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ produced in π^\pm - nucleon interactions, K^\pm - nucleon interactions and p - nucleon interactions at 250 GeV/c. The polarizations are measured as functions of Feynman-x (x_f) and p_T over the ranges $-0.16 \leq x_F \leq 0.40$ and $0 \leq p_T \leq 3.0$ (GeV/c) for the negative beam, and $-0.1 \leq x_F \leq 0.1$ for positive beam. The results shown are preliminary.

Índice

1	Introdução	1
2	Aspectos Fenomenológicos da Polarização	4
2.1	Definição	4
2.2	Medida da Polarização	5
2.3	Modelos da Polarização	6
2.3.1	Modelo de Heller	8
2.3.2	Modelo de LUND	8
2.3.3	Modelo de DeGrand	9
2.3.4	Modelo de Szwed	10
2.4	Situação atual	11
3	O Experimento E769	13
3.1	O Feixe	14
3.2	Identificação do feixe	15
3.3	O alvo	16
3.4	Espectrômetro	17
3.5	Sistema de Gatilho	18

3.6	Reconstrução	20
3.6.1	Pair strip	21
4	Análise dos Dados	25
4.1	Escolha das Amostras	25
4.1.1	Feixe Positivo	26
4.1.2	Feixe Negativo	30
4.2	Divisão das Amostras	36
4.3	Medida da polarização	38
4.3.1	Método do Cancelamento	40
4.3.2	Método dos Momentos	41
4.4	Cálculo das eficiências	42
4.5	Cálculo das polarizações	56
4.5.1	Feixe negativo	56
4.5.2	Feixe positivo	71
5	Conclusões	74

Lista de Figuras

2.1	Definição do vetor de polarização.	5
2.2	Diagramas de espalhamento e de produção de quarks calculados por <i>Kane et al</i> [6].	7
2.3	Polarização do Λ^0 em função de p_T em interações $p-p$ a $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ [19].	8
2.4	Mecanismo proposto por Heller [14] em interações $p-p$	9
2.5	Previsões do modelo de a) LUND e b) DeGrand para polarização do Λ^0 em função de p_T , comparados com dados experimentais obtidos em colisões $p-p$ a $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ [18].	10
2.6	Comparação entre as previsões do modelo de DeGrand [20] para polarização do Λ^0 , e dados experimentais obtidos em colisões $p-p$ a 400 GeV [21]: a) em função de p_T , b) em função de x_F	11
3.1	Conjunto de aceleradores do FERMILAB.	15
3.2	Sistema de identificação do feixe do experimento E769.	16
3.3	Esquema do alvo utilizado no experimento E769.	16
3.4	Visão geral do espectrômetro E769.	18
3.5	Distribuição dos valores de E_T para a) partículas leves b) partículas charmosas.	19

3.6	Definições esquematizadas de <i>SDZ</i> , <i>RATIO</i> e <i>PT2SUM</i>	24
4.1	Definições esquematizadas de <i>DCA</i> e <i>ISO</i>	28
4.2	Definição esquematizada do DIP.	29
4.3	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de prótons.	31
4.4	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ .	32
4.5	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ .	33
4.6	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- .	34
4.7	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- .	35
4.8	Vetor polarização para Λ^0 com <i>momentum</i> em direções diferentes.	37
4.9	Eficiências de detecção de Λ^0 em função de x_F no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square).	44
4.10	Eficiências de detecção de Λ^0 em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	45
4.11	Eficiências de detecção de Λ^0 em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	46

4.12	Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de x_F no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square).	47
4.13	Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	48
4.14	Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	49
4.15	Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de x_F	50
4.16	Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	51
4.17	Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	52
4.18	Razão entre as eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em ambos os lados do espectrômetro em função de x_F	53
4.19	Razão entre as eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	54
4.20	Razão entre as eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	55

4.21	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 no intervalo $-0,12 < x_F < -0,08$ para feixe de K^- no lado esquerdo do espectrômetro ($p_x > 0$).	59
4.22	Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 no intervalo $-0,12 < x_F < -0,08$ para feixe de K^- no lado direito do espectrômetro ($p_x < 0$).	60
4.23	Ajuste da distribuição angular dos prótons para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^-	61
4.24	Distribuição de $\cos(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado esquerdo do espctrômetro.	62
4.25	Distribuição de $\cos(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado direito do espctrômetro.	63
4.26	Distribuição de $\cos^2(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado esquerdo do espctrômetro.	64
4.27	Distribuição de $\cos^2(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado direito do espctrômetro.	65
4.28	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de π^- em função de p_T no intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	66
4.29	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de π^- em função de p_T no intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	66
4.30	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de p_T no intervalo $0,0 < x_F < 0,4$	66

4.31	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de p_T no intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$	66
4.32	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo o feixe de π^- em função de x_F	67
4.33	Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de x_F	67
4.34	Polarização de Λ^0 produzidos pelo o feixe de prótons (a), π^+ (b) e K^+ (c) em função de x_F	72
5.1	Distribuição de $\cos(\theta)$ na região de ruído de fundo ($0,0 < x_F < 0,16$). A) Massa reconstruída $p\pi < 1,103 \text{ GeV}/c^2$. B) Massa reconstruída $p\pi > 1,127 \text{ GeV}/c^2$	76
5.2	Distribuição de $\cos(\theta)$ na região de ruído de fundo ($-0,16 < x_F < 0,0$). A) Massa reconstruída $p\pi < 1,103 \text{ GeV}/c^2$.B) Massa reconstruída $p\pi > 1,127 \text{ GeV}/c^2$	77

Lista de Tabelas

1.1	Partículas que compõem o modelo padrão das interações da natureza [4].	2
3.1	Energias típicas com as quais um próton deixa cada etapa da aceleração.	14
3.2	Cortes em <i>pair strip</i>	22
4.1	Cortes de Análise para Λ^0 produzidos com feixe positivo.	26
4.2	Cortes de Análise para Λ^0 produzidos com feixe negativo.	30
4.3	Número total de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidos para cada feixe	30
4.4	Intervalos de x_F para feixe negativo.	38
4.5	Intervalos de x_F para feixe positivo.	38
4.6	Intervalos de p_T (GeV/c) para feixe negativo.	39
4.7	Intervalos de $\cos(\theta)$ para feixe negativo.	57
4.8	Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de x_F	68
4.9	Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de x_F	68
4.10	Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($0, 0 < x_F < 0, 4$).	69
4.11	Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($0, 0 < x_F < 0, 4$).	69

4.12 Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($-0,4 < x_F < 0,0$).	70
4.13 Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($-0,4 < x_F < 0,0$).	70
4.14 Intervalos de $\cos(\theta)$ para feixe positivo.	71
4.15 Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe positivo em função de x_F	73

Capítulo 1

Introdução

O modelo padrão ¹ descreve a matéria como sendo constituída por férmions fundamentais chamados quarks e léptons [1]. As interações entre eles são descritas por este modelo em termos de trocas de partículas chamadas de bósons intermediários e são classificadas como: eletrofraca, mediada pelos bósons γ , W^\pm e Z^0 ; forte, mediada pelos glúons, e interação gravitacional, desprezada no estudo das partículas elementares. A tabela 1.1 mostra algumas propriedades dos férmions fundamentais e dos bósons intermediários.

Os quarks distinguem-se dos léptons por sofrerem os efeitos da interação forte, em contraste com estes, insensíveis à interação forte. Por peculiaridades da interação forte, os quarks aparecem sempre juntos formando um estado ligado chamada hádron. Hádrons com três quarks são chamados de bárions e os hádrons formados por um quark e um antiquark de mésons. Os híperons, objetos de estudo deste trabalho, são um subconjunto dos bárions, que possuem, pelo menos, um quark *estranho* s .

A descoberta, em 1976, da polarização dos híperons Λ^0 [5] produzidos em interações entre um feixe de prótons não polarizados a 300 GeV/c e um alvo de **Be** não polarizado

¹O modelo padrão é a união entre a Cromodinâmica Quântica (QCD), teoria que descreve as interações fortes, e a teoria eletrofraca que unifica a força nuclear fraca e o eletromagnetismo.

QUARKS		
Quarks	Massa	Carga elétrica
up (u)	1,5 a 4,5 MeV/c^2	$+\frac{2}{3}$
down (d)	5,0 a 8,5 MeV/c^2	$-\frac{1}{3}$
strange (s)	80 a 155 MeV/c^2	$-\frac{1}{3}$
charm (c)	1,0 a 1,4 GeV/c^2	$+\frac{2}{3}$
bottom (b)	4,0 a 4,5 GeV/c^2	$-\frac{1}{3}$
top (t)	$174,3 \pm 5,1 GeV/c^2$	$+\frac{2}{3}$
LÉPTONS		
Léptons	Massa	Carga elétrica
elétron (e)	$0,510998902 \pm 0,000000021 MeV/c^2$	-1
neutrino eletrônico (ν_e)	$< 3 eV/c^2$	0
muon (μ)	$105,658357 \pm 0,0000005 MeV/c^2$	-1
neutrino muônico (ν_μ)	$< 0,19 MeV/c^2$	0
tau (τ)	$1.776,99 \pm 0,26 MeV/c^2$	-1
neutrino tauônico (ν_τ)	$< 18,2 MeV/c^2$	0
Bosons Intermediários		
Bósons	Massa	Carga elétrica
fóton (γ)	$< 2 \times 10^{-16} eV/c^2$	0
W^\pm	$80,423 \pm 0,039 GeV/c^2$	± 1
Z^0	$91,1876 \pm 0,0021 GeV/c^2$	0
glúon (g)	0	0

Tabela 1.1: Partículas que compõem o modelo padrão das interações da natureza [4].

evidenciou, ao contrário das expectativas anteriores, a importância dos graus de liberdade de spin na produção de partículas de altas energias. Desde então, o estudo da polarização tem se tornado uma importante ferramenta no estudo de como os quarks são criados, interagem e se recombinam em colisões de partículas para formar hádrons.

Até o momento, a origem da polarização dos híperons não foi elucidada. Esta polarização não pode ser entendida pela QCD perturbativa, que prevê uma polarização nula [6]. Na tentativa de explicar a polarização, diversos modelos fenomenológicos tem sido propostos, porém nenhum modelo consegue reproduzir quantitativamente todos os dados experimentais [7, 8, 9].

Este trabalho consiste no estudo da polarização do híperon ² Λ^0 e da sua antipartícula $\bar{\Lambda}^0$ coletados como um subproduto do experimento E769, realizado no Fermilab.

No capítulo 2, apresentamos uma breve revisão dos principais aspectos fenomenológicos da polarização dos híperons Λ^0 . No capítulo 3, descrevemos brevemente o experimento E769, desde a produção do feixe até o processo de aquisição de dados e a reconstrução dos eventos. No capítulo 4, descrevemos o processo de seleção dos eventos e a análise envolvida no estudo das polarizações dos Λ^0 e apresentamos nossos resultados. O capítulo final é dedicado a conclusões e perspectivas futuras.

²Ao longo deste trabalho, ao citarmos uma partícula ou decaimento, estaremos implicitamente nos referindo tanto ao próprio quanto a seu conjugado.

Capítulo 2

Aspectos Fenomenológicos da Polarização

2.1 Definição

A polarização \vec{P} não é uma propriedade intrínseca de uma partícula. A polarização é medida ao longo de uma direção específica em um conjunto de partículas, e definida pela diferença entre o número de partículas com spin projetados para cima $N \uparrow$ e o número de partículas com spin projetados para baixo $N \downarrow$, normalizado pelo número total de partículas. Podemos escrever a polarização como:

$$|\vec{P}| = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} \quad (2.1)$$

Da conservação da paridade nas interações fortes [7], o vetor polarização \vec{P} deve ser paralelo ao produto vetorial entre o *momentum* do feixe (\vec{p}_{feixe}) e o *momentum* do híperon ($\vec{p}_{\text{híperon}}$) no referencial do centro de massa, como ilustrado na figura 2.1 e descrito na equação 2.2:

$$\vec{P} // \vec{p}_{\text{feixe}} \times \vec{p}_{\text{híperon}} \quad (2.2)$$

Neste trabalho usamos a convenção de Basel [12] que determina que a polarização positiva possui o mesmo sentido do produto vetorial dado pela equação 2.2.

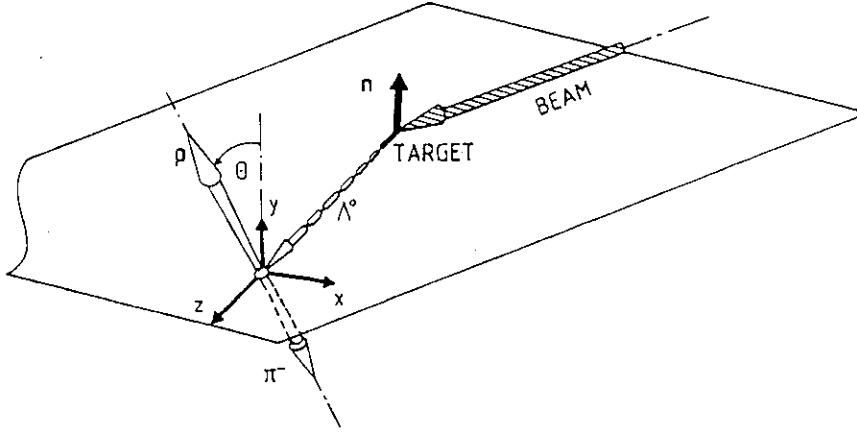


Figura 2.1: Definição do vetor de polarização.

2.2 Medida da Polarização

Podemos medir a polarização do híperon (Y) através da distribuição angular ($\frac{dN}{d\cos(\theta)}$) dos bárions (B) e dos mésons (X) no decaimento $Y \rightarrow B + X$ como explicamos a seguir. Devido à violação da paridade no decaimento $Y \rightarrow B + X$, o estado angular orbital Ψ de um bárion de spin $\frac{1}{2}$ e um méson de spin 0, vindos de um híperon de spin $\frac{1}{2}$, pode ser escrito como uma superposição de ondas S e P [2, 3].

$$|\Psi\rangle = S\Psi_S(J = 1/2, l = 0) + P\Psi_P(J = 1/2, l = 1) \quad (2.3)$$

Em consequência disto, a distribuição angular dos bárions pode ser escrita no referencial do centro de massa do híperon como [2, 3]:

$$|\Psi|^2 = \frac{dN}{d\cos(\theta)} = N_0(1 + \alpha P \cos(\theta)) \quad (2.4)$$

com o parametro de assimetria

$$\alpha = \frac{-2\text{Re}S^*P}{|S|^2 + |P|^2}.$$

onde:

\mathbf{P} é a polarização do híperon,

N_0 é uma constante de normalização,

$\alpha = +0,642 \pm 0,018$ no decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ [4],

$\alpha = -0,642 \pm 0,018$ no decaimento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$, admitindo a invariância CP [11],

$\cos(\theta)$ é o cosseno do ângulo entre o vetor polarização definido pela equação 2.2 e o *momentum* do bárion escrito no referencial do centro de massa do híperon, como se vê na figura 2.1.

2.3 Modelos da Polarização

A polarização dos híperons Λ^0 não é descrita quantitativamente por nenhuma teoria. Bonner *et al* [13] demonstraram, com um experimento que utilizava um feixe de prótons polarizados e um alvo de **Be** não polarizado, que a orientação do spin do Λ^0 é independente da orientação do spin do feixe de prótons incidentes. Supondo que o Λ^0 seja formado pela recombinação dos quarks *ud* do próton incidente com um quark *s* criado durante a colisão, este resultado experimental demonstra que o spin do Λ^0 , e, portanto, sua polarização, são adquiridos do quark *s*. No entanto, o mecanismo pelo qual o quark *s* se torna polarizado não é conhecido e não pode ser entendido pela QCD. Em 1978, Kane *et al* [6] demonstraram, utilizando a QCD perturbativa, que a polarização de um quark espalhado pelo processo representado na figura 2.2.a ou produzido pelo processo representado na figura 2.2.b deve ser nula. É importante ressaltar que os cálculos realizados por Kane

et al com a QCD perturbativa são válidos apenas para partículas cuja componente do *momentum* perpendicular à direção do feixe incidente (p_T) é maior que 5 GeV/c e que não há, até o momento, nenhum resultado experimental na região de $p_T > 5$ GeV/c. Porém alguns resultados, mostrados na figura 2.3, indicam que a magnitude da polarização aumenta em função de p_T . Os modelos fenomenológicos propostos, até aproximadamente

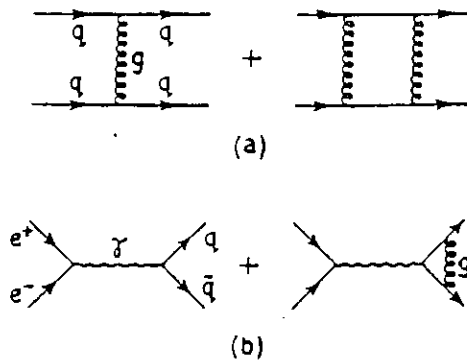


Figura 2.2: Diagramas de espalhamento e de produção de quarks calculados por Kane et al [6].

1990, são caracterizados por utilizarem uma abordagem semiclássica ou quântica e por utilizarem dados experimentais relativos apenas à dependência em p_T . Já os modelos mais recentes empregam uma abordagem quântica e utilizam informações mais completas (dependência em p_T e em x de Feynman (x_F)). No entanto, todos os modelos falham em reproduzir quantitativamente os dados experimentais. A seguir será feita uma breve descrição de alguns modelos. Revisões teóricas mais detalhadas podem ser encontradas nas referências [7, 8, 9, 10].

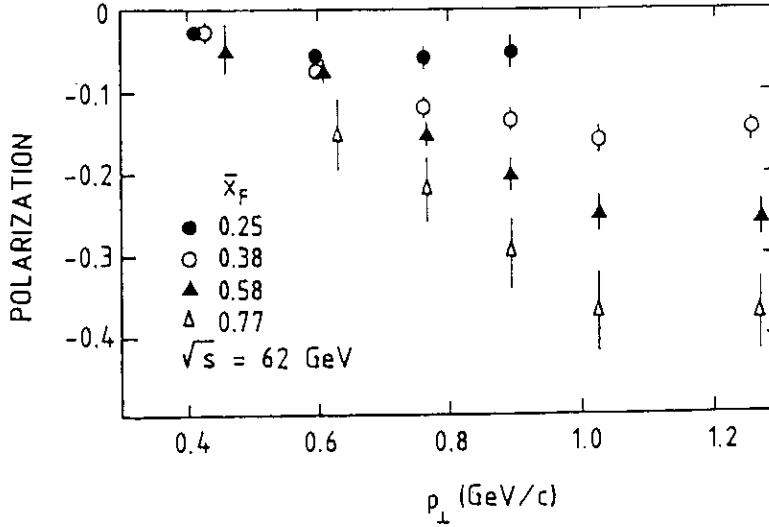


Figura 2.3: Polarização do Λ^0 em função de p_T em interações $p-p$ a $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ [19].

2.3.1 Modelo de Heller

O modelo de Heller [14] é o modelo mais simples criado para explicar a polarização. Este modelo propõe que o quark de valência da partícula incidente, ver figura 2.4, seja espalhado no alvo, irradiando um glúon polarizado, que decai em um par $s\bar{s}$, também polarizado. Por ser apenas um modelo qualitativo, não possui muitas aplicações, porém, é capaz de prever qualitativamente muitos dados experimentais, como, por exemplo, a polarização nula do híperons $\bar{\Lambda}^0$ produzidos em interações $p+p \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X$, onde X são todas as demais partículas produzidas.

2.3.2 Modelo de LUND

Este modelo, proposto por *Andersson et al* [15], admite que um par $s\bar{s}$ é criado na colisão e se recombina com os quarks de valência da partícula do feixe para formar o Λ^0 . Neste modelo, o momento angular de cada quark s é sempre perpendicular ao plano de produção e é compensado pelo spin ($\vec{L} = -\vec{S}$). O modelo de Lund concorda com o sinal da

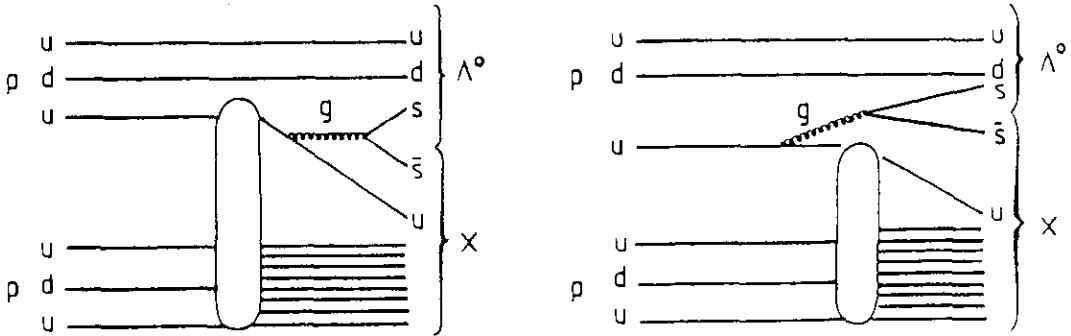


Figura 2.4: Mecanismo proposto por Heller [14] em interações $p - p$

polarização, porém não se ajusta bem aos dados experimentais, como mostra a figura 2.5.a.

2.3.3 Modelo de DeGrand

O modelo de DeGrand [16] assume que o quark s , com spin \vec{s} , da partícula incidente (no caso de reações envolvendo kaons) ou criado na colisão, é acelerado no campo “colorido” por uma força \vec{F} , ao longo da direção da partícula incidente, e adquire sua polarização através de uma interação Spin-Orbitacuja Hamiltoniana é dada por:

$$H = \vec{s} \cdot \vec{\omega} \tag{2.5}$$

com

$$\vec{\omega} = \frac{\gamma}{(\gamma + 1)} \frac{\vec{F} \times \vec{v}}{m_s} \tag{2.6}$$

onde:

\vec{v} é a velocidade do quark s ,

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

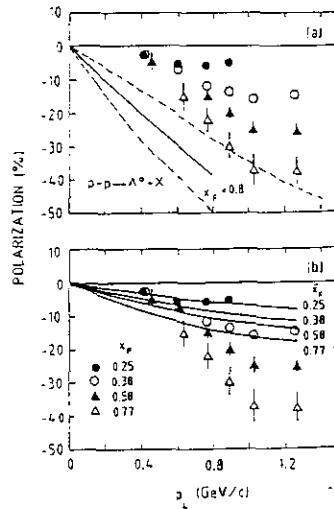


Figura 2.5: Previsões do modelo de a) LUND e b) DeGrand para polarização do Λ^0 em função de p_T , comparados com dados experimentais obtidos em colisões $p-p$ a $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$ [18].

m_s é a massa do quark s .

Para minimizar a energia, o spin do quark s se torna oposto ao vetor $\vec{\omega}$, que é paralelo ou anti-paralelo ao vetor normal ao plano de produção dependendo se o quark é acelerado ou desacelerado. As figuras 2.5.b e 2.6 mostram comparações do modelo com dados experimentais.

2.3.4 Modelo de Szwed

O modelo de Szwed [17], proposto em 1981, assume que o quark s é criado em subprocessos durante a colisão, como no decaimento de um glúon $g \rightarrow s\bar{s}$, e adquire sua polarização ao sofrer múltiplos espalhamentos durante a colisão. Este modelo prevê corretamente o aumento da magnitude da polarização em função de p_T , porém não se ajusta bem aos dados experimentais [8, 9]. A expressão analítica da polarização, segundo este modelo, é

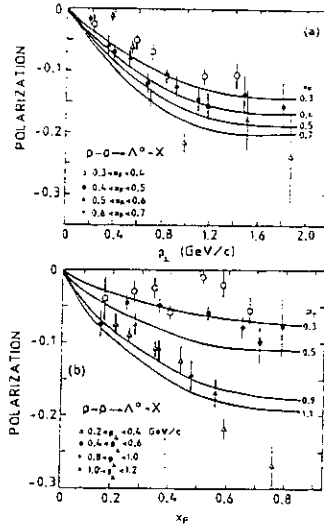


Figura 2.6: Comparação entre as previsões do modelo de DeGrand [20] para polarização do Λ^0 , e dados experimentais obtidos em colisões $p-p$ a 400 GeV [21]: a) em função de p_T , b) em função de x_F .

dada por:

$$P = \left(2C\alpha_S m_s \frac{k}{E^2} \right) \frac{\text{sen}^3(\theta/2) \ln[\text{sen}(\theta/2)]}{[1 - (k/E)^2 \text{sen}^2(\theta/2)] \cos(\theta/2)} \quad (2.7)$$

onde:

C é a intensidade do campo “colorido”,

α_S é a constante de acoplamento forte,

m_s , k , E e θ são, respectivamente, a massa, *momentum*, energia e ângulo de espalhamento do quark s .

2.4 Situação atual

Atualmente existe um grande conjunto de dados experimentais envolvendo a polarização de híperons, porém a maioria desses dados foi obtida em interações próton - próton. O experimento E769 é o único que permite medir a polarização utilizando feixes de π^\pm ,

K^\pm e prótons a 250 GeV/c. Os modelos teóricos atuais não descrevem satisfatoriamente todos os dados experimentais [5, 8, 10, 14, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32] que apresentam as seguintes regularidades:

1. Em interações próton - próton, a magnitude da polarização dos híperons Λ^0 aumenta em função de p_T . Na região onde $p_T > 0,8 \text{ GeV}/c$ a dependência da polarização em função de p_T passa a ser desprezível. Em função de x_F a polarização cresce linearmente.
2. A polarização é independente da energia do feixe na faixa entre 12 GeV e 2000 GeV.
3. Em interações próton - próton, a polarização de diferentes híperons se relacionam na seguinte maneira: $P_{\Sigma^0} \simeq P_{\Sigma^-} \simeq P_{\Sigma^+} \simeq -P_{\Lambda^0} \simeq P_{\Xi^0} \simeq P_{\Xi^-}$
 $P_{\Lambda^0} \simeq P_{\Omega^-} \simeq 0$
4. A polarização do Λ^0 produzido em interações $p - p$ é aproximadamente igual a polarização do $\bar{\Lambda}^0$ produzidos em interações $\bar{p} - p$.
5. A magnitude da polarização envolvendo feixes de kaons é maior que a magnitude da polarização envolvendo feixes de prótons.

Capítulo 3

O Experimento E769

O experimento E769 é um experimento de alvo fixo realizado no TPL (*Tagged Photon Laboratory* – Laboratório de Fótons Rotulados), no FERMILAB. A coleta de dados ocorreu entre junho de 1986 e fevereiro de 1988 e foram coletados cerca de 400 milhões de eventos.

Neste experimento, feixes de π^\pm , K^\pm e prótons a 250 GeV/c colidem com nucleons de um alvo fixo. As partículas resultantes da colisão atravessam o espectrômetro onde, uma vez detectadas, podem ser identificadas e ter suas trajetórias, *momenta* e energias medidas.

Neste capítulo descrevemos brevemente o experimento E769, levando em consideração que minha participação no restringe-se à análise de dados descrita no capítulo 4. O experimento E769 encontra-se descrito em detalhes em diversos trabalhos [43, 44, 45, 46, 47, 48].

3.1 O Feixe

Para a produção dos feixes de π^\pm , K^\pm e prótons, primeiramente prótons são produzidos a partir da ionização do hidrogênio gasoso e acelerados por um Crockft-Walton até energias da ordem de 750 keV. Os prótons são posteriormente injetados em um acelerador linear (LINAC) de 160 m de comprimento atingindo a energia de 200 MeV e deste vão para o *booster*, um acelerador do tipo síncroton de 75 m de raio, onde podem atingir a energia de 8 GeV. Ao sairem do *booster*, os prótons são injetados no anel principal, um síncroton de 1 km de raio e, posteriormente, são inseridos em um outro acelerador de mesmo tamanho, chamado Tevatron, onde podem atingir a energia de 900 GeV. A tabela 3.1 resume a energia atingida por um próton ao final de cada passo da aceleração e a figura 3.1 mostra esquematicamente o conjunto de aceleradores do FERMILAB.

Etapa	Energia
Cockroft-Walton	750 keV
LINAC	200 MeV
<i>booster</i>	8 GeV
Anel Principal	150 GeV
Tevatron	900 GeV

Tabela 3.1: Energias típicas com as quais um próton deixa cada etapa da aceleração.

Os prótons a 900 GeV são extraídos do Tevatron em salvas de 22 s de duração com intervalo de 38 s e direcionados ao setor de alvo fixo onde se encontra o TPL. Feixes de π^\pm , K^\pm e p são obtidos fazendo este feixe de prótons colidir com um alvo e, por meio de magnetos, é possível separar as partículas positivas ou negativas.

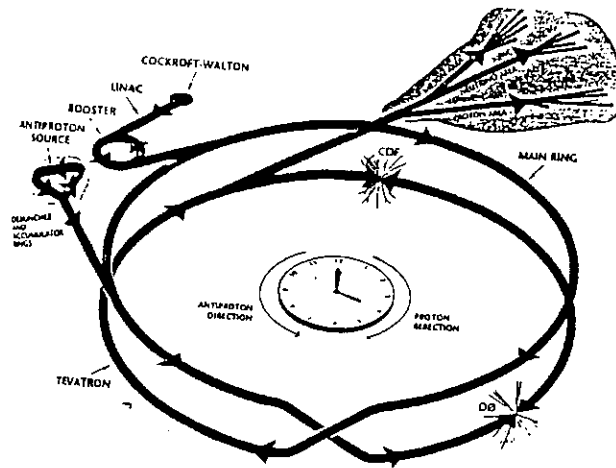


Figura 3.1: Conjunto de aceleradores do FERMILAB.

3.2 Identificação do feixe

Como o experimento E769 utiliza feixes compostos por partículas diferentes, é preciso identificar a partícula do feixe que incide sobre o alvo num determinado evento. Essa identificação é realizada por um detector Čerenkov diferencial, conhecido como DISC (*Differential Isochronous Self-Collimating*) [33, 42, 44] e um detector de radiação de transição (TRD- *Transition Radiation Detector*) [34, 42, 44], posicionados na linha de feixe, antes do alvo, dentro do TPL (ver figura 3.2). Durante a primeira fase da tomada de dados (“Run” negativo) determinou-se que o feixe é composto por 93% de π^- e 5,2% de K^- . No segundo período da tomada de dados (“Run” positivo) empregou-se o feixe positivo constituído de prótons (35 %), K^+ (6 %) e π^+ (59 %).

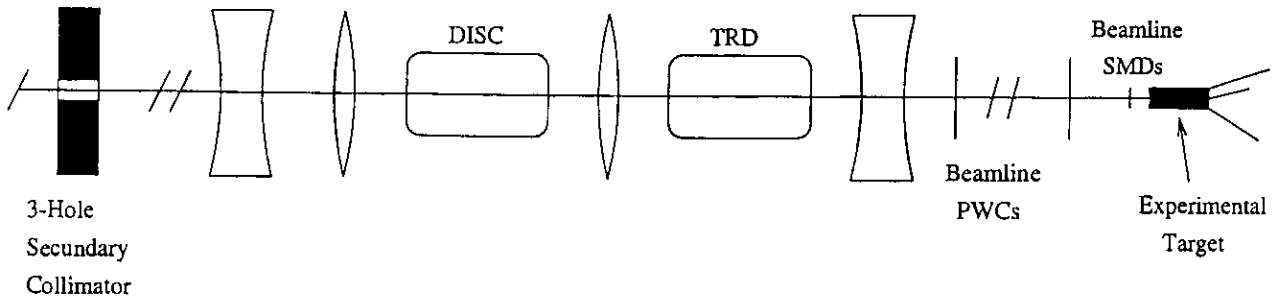


Figura 3.2: Sistema de identificação do feixe do experimento E769.

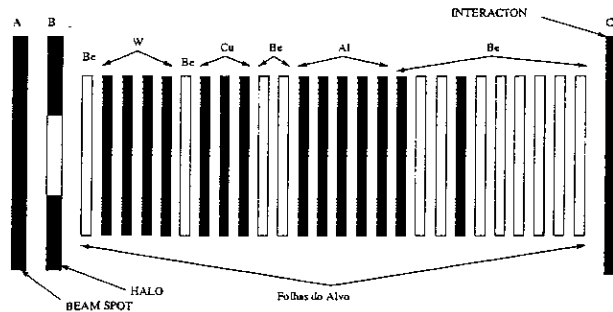


Figura 3.3: Esquema do alvo utilizado no experimento E769.

3.3 O alvo

O Alvo utilizado pelo experimento E769 é composto por 4 elementos diferentes (Be, Al, Cu e W) dispostos em 26 folhas, como ilustrado na figura 3.3. A identificação da folha do alvo atingida em cada interação é obtida através da localização espacial da interação, através da reconstrução de trajetórias e vértices pelos diversos detectores do espectrômetro. Para otimizar essa identificação as folhas são separadas por um intervalo de 1,3 mm e dispostas em uma ordem específica para minimizar a ocorrência de espalhamentos múltiplos.

3.4 Espectrômetro

O espectrômetro, mostrado na figura 3.4, é composto por um conjunto de detectores cuja finalidade é reconstruir as trajetórias, identificar e medir as propriedades físicas, como trajetória, energia e *momentum*, das diversas partículas produzidas na interação entre o feixe e o alvo ou originárias do decaimento de partículas instáveis.

Para a reconstrução das trajetórias utilizamos os dados de 11 planos de microtrilhas de silício (SMD) [35, 36, 42], 2 câmaras Proporcionais com 288 fios [42] e 35 câmaras de arrasto [42] divididas em 4 conjuntos (D1 a D4).

O *momentum* de uma partícula e o sinal de sua carga elétrica são determinados pela deflexão de sua trajetória nos magnetos M1 e M2: Ao atravessarem um campo magnético \vec{B} , partículas carregadas são defletidas por um ângulo θ , dado por:

$$\theta = \frac{I}{p} \quad (3.1)$$

onde

$$I = q \int \vec{B} \times d\vec{l} \quad (3.2)$$

é o impulso sofrido por uma partícula de carga q ao atravessar uma região de campo magnético \vec{B} .

A identificação das partículas é feita por dois contadores Čerenkov de patamar [37, 42] (C1 e C2) e os calorímetros hadrônico e eletromagnético [38, 39, 40, 41, 42] são utilizados para medida da energia e pelo sistema de gatilho para selecionar os eventos de maior

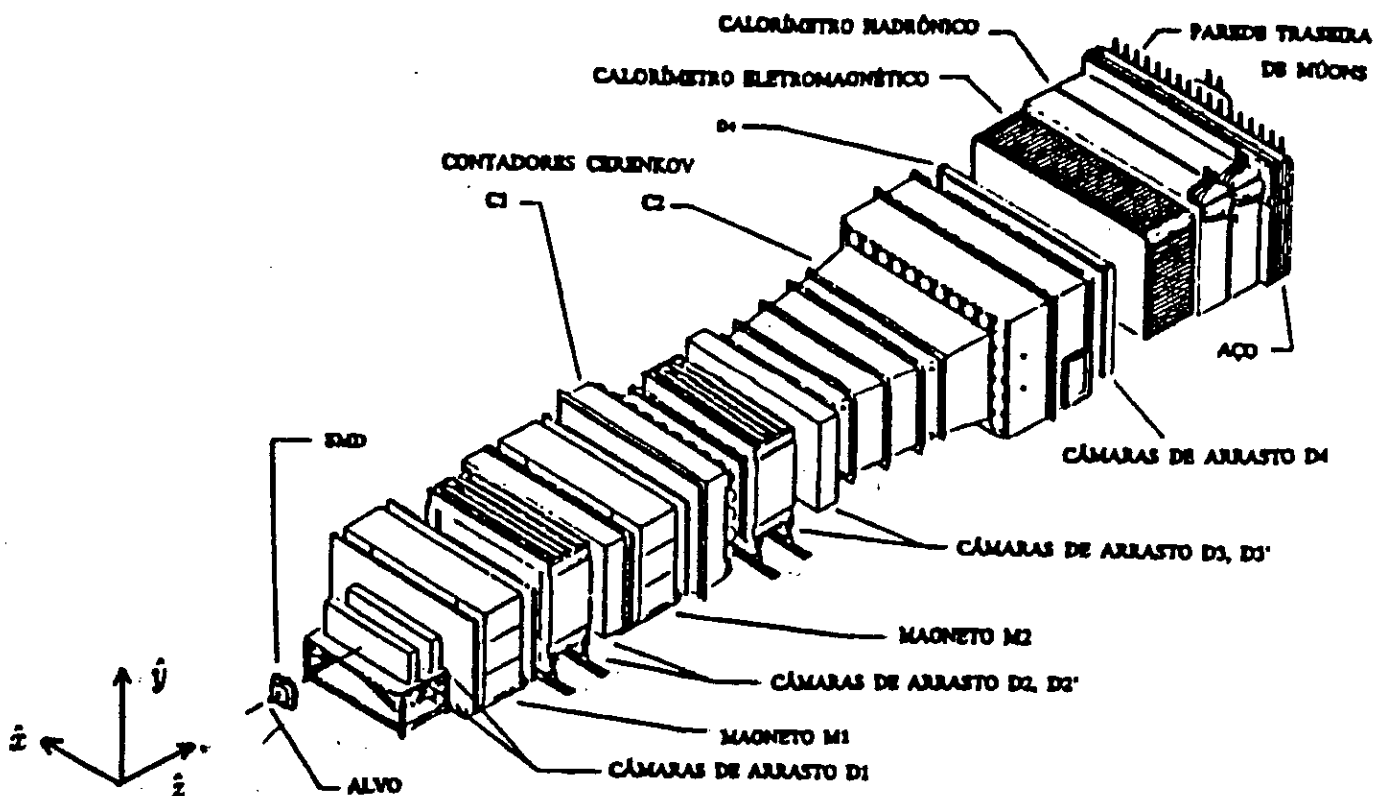


Figura 3.4: Visão geral do espectrômetro E769.

interesse para o experimento, como descrevemos na secção 3.5. Descrições mais detalhadas do espectrômetro podem ser encontradas em [44, 45, 46, 47, 48].

3.5 Sistema de Gatilho

Cada interação de uma partícula do feixe com outra do alvo constitui um evento. Embora apenas 6% das partículas incidentes interajam com o alvo, a taxa de ocorrência de eventos é alta demais para que o sistema de aquisição de dados seja capaz de registrar 100% dos eventos ocorridos. O sistema de gatilho possui a função de favorecer a aquisição dos eventos de maior interesse para o experimento e descartar eventos de pouco interesse ou

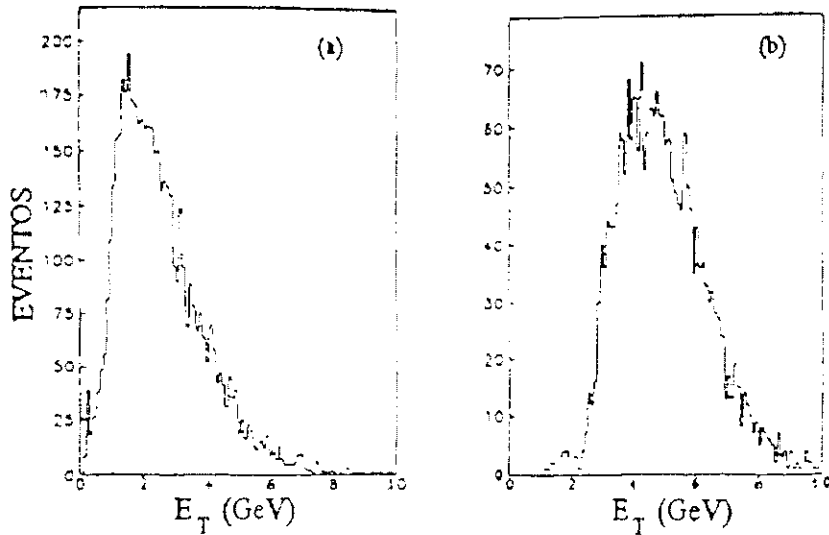


Figura 3.5: Distribuição dos valores de E_T para a) partículas leves b) partículas charmosas.

de baixa qualidade. Este sistema é composto por um conjunto de dispositivos eletrônicos que, dependendo das características do evento ocorrido, envia um sinal para o sistema de aquisição de dados indicando se aquele evento deve ser registrado ou não.

O gatilho da E769 foi projetado para favorecer a aquisição de partículas charmosas¹ e, para isto, utiliza informação obtida no experimento E691 [49] de que a produção de hádrons charmosos ocorre com uma energia transversa (E_T) (definida como a soma dos produtos da energia observada pela a tangente do ângulo do alvo a cada segmento do calorímetro) superior ao da produção de hádrons mais leves (Fig. 3.5). Apenas os eventos cuja energia transversa é maior que 5,5 GeV são selecionados.

Há também um conjunto de critérios que determina a ocorrência de uma boa interação entre o feixe e o alvo e que descarta eventos de baixa qualidade: o KB (*"Killer Bit"*, bit eliminador) e o GB (*"Good Beam"*, Bom Feixe). O primeiro indica um mau sinal no

¹Partículas charmosas são hádrons que possuem o quark *charm* em sua estrutura.

TRD, e é produzido por hodoscópios a montante e a juzante deste detector. Se uma partícula chega ao TRD antes que a partícula que a antecede deixe o mesmo, o que ocorre para intervalos de tempo menores que 120 ns , o sistema produz o KB evitando que aquele evento seja registrado. O GB serve para garantir que o sistema de aquisição de dados considere apenas eventos onde a partícula do feixe esteja alinhada com o eixo do espectrômetro. Para isto são utilizados dois cintiladores (A e B) colocados imediatamente a montante do alvo. O Cintilador B tem um buraco circular de diâmetro 2 cm alinhado com o eixo de propagação do feixe, de forma que as partículas do feixe produzam sinal em A mas não em B. Assim, se o feixe tem boa qualidade apenas o cintilador A produzirá sinal.

Para indicar a ocorrência de interação entre o feixe e o alvo é utilizado uma placa cintiladora colocada a juzante do alvo, que envia um sinal para um módulo discriminador, cujo patamar de disparo está ajustado para um sinal correspondente à passagem de 5 partículas.

Uma vez que um evento é aprovado pelo sistema de gatilho, o sistema de aquisição de dados organiza os sinais dos diversos detectores do espectrômetro e armazena os mesmos em fitas magnéticas para posterior análise.

3.6 Reconstrução

O processo de reconstrução [50] consiste em obter, a partir dos sinais eletrônicos produzidos no espectrômetro, quantidades físicas tais como energia e *momentum*. O primeiro passo da reconstrução é determinar as trajetórias das partículas a partir dos

sinais dos planos de SMD, das Câmaras de arrasto e das Câmaras proporcionais. Para isto o algoritmo de reconstrução faz uma interpolação das coordenadas fornecidas em cada um dos detectores citados acima. O desvio sofrido pelas trajetórias nos magnetos permite que o *momentum* e o sinal da carga elétrica das partículas sejam determinados de acordo com a equação 3.1.

Uma vez determinadas as trajetórias e *momenta*, o programa utiliza a informação dos contadores Čerenkov para identificar as partículas e os dados dos calorímetros para calcular as energias.

Os dados finais, já reconstruídos, são escritos em fita em um formato identificado como DST.²

3.6.1 Pair strip

A amostra de 4×10^8 de eventos registrada em formato DST é um volume muito grande para ser diretamente utilizado nas diversas análises dos dados produzidos. Um programa de pré-seleção, conhecido como *pair strip*, é utilizado para selecionar eventos e reduzir a amostra para um número mais facilmente trabalhável.

O programa seleciona eventos que apresentem ao menos um vértice secundário com duas trajetórias reconstruídas pelo sistema de SMD e que satisfaçam a uma série de condições de qualidade (“cortes”). Após a pré-seleção, a amostra é reduzida para 40 milhões de eventos. A tabela 3.2 apresenta os cortes empregados na obtenção da *pair strip* e a figura 3.6 ilustra alguns deles, que são descritos a seguir.

²iniciais de “Data Summary Tape.”

Corte	Valor
χ^2/DOF	< 5
SDZ	> 6
$(\sigma_z)_s$	$< 1,8$
$RATIO$	$< 0,6$
$PT2SUM$	$> 0,1 \text{ GeV}^2$

Tabela 3.2: Cortes em *pair strip*.

χ^2/DOF : refere-se ao erro obtido no ajuste de cada uma das trajetórias fornecidos pelos canais dos detectores.

SDZ: um dos cortes mais importantes do experimento E769. É definido como:

$$SDZ = \frac{\Delta Z}{\sigma_z} \quad (3.3)$$

onde ΔZ é a distância em z que separa o vértice secundário do vértice primário; σ_z é o erro na determinação desta distância, definido como

$$\sigma_z = \sqrt{(\sigma_z)_s^2 + (\sigma_z)_p^2} \quad (3.4)$$

onde $(\sigma_z)_s$ é o erro na determinação da posição em z do vértice secundário; $(\sigma_z)_p$ é o erro na determinação da posição em z do vértice primário³.

RATIO: outro importante corte no experimento E769. É definido por:

$$RATIO = \prod_{i=1}^n \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i} \quad (3.5)$$

onde $(b_s)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice secundário; $(b_p)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice primário; e n é o número de trajetórias que constituem o vértice secundário em consideração.

³No experimento E769 considera-se como vértice primário aquele que, em um dado evento, apresenta um maior número de trajetórias.

Devido à forma como está definido, *RATIO* será tão menor quanto mais próximas do vértice secundário estiverem as trajetórias que o constituem, em relação à distância destas trajetórias ao vértice primário.

PT2SUM: parâmetro definido conforme a expressão:

$$PT2SUM = \sum_{i=1}^n (p_T)_i^2 \quad (3.6)$$

onde i é uma trajetória pertencente ao vértice secundário, n é o número de trajetórias do vértice secundário e $(p_T)_i$ é a componente do *momentum* da partícula de trajetória i , perpendicular à direção definida pelos vértices secundário e primário.

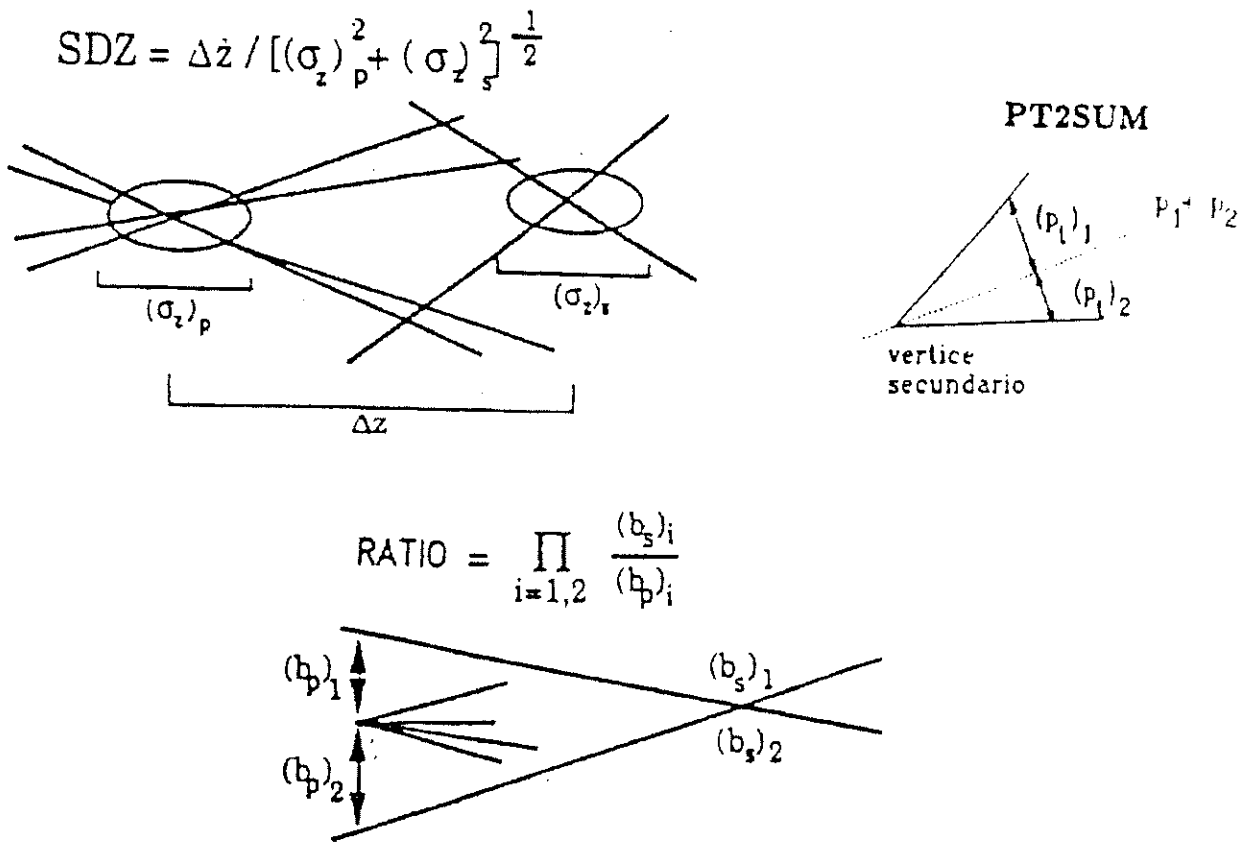


Figura 3.6: Definições esquematizadas de *SDZ*, *RATIO* e *PT2SUM*

Capítulo 4

Análise dos Dados

O primeiro passo da análise de dados consiste em selecionar, a partir da amostra original de 400 milhões de eventos e do Subconjunto *Pair Strip*, descritos no capítulo 3, aqueles eventos que são bons candidatos a conter Λ^0 . Para fazer esta seleção, os eventos são examinados e, caso satisfaçam uma série de critérios ou “cortes”, são gravados em arquivos formatados, chamados n-uplas, contendo as diversas variáveis de interesse para a análise.

Num estágio posterior, as n-uplas, são utilizadas para obtenção dos sinais de Λ^0 para os diferentes tipos de feixe e diferentes regiões de x_F e p_T de interesse para a análise. Uma vez obtidos os sinais, pode-se calcular os valores das polarizações do Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$, levando-se em conta as diferentes eficiências de detecção apresentadas pelo espectrômetro para as diversas situações de interesse.

4.1 Escolha das Amostras

Em nossa análise, utilizamos cortes já empregados em outros trabalhos [44, 51, 52] com a mesma amostra de dados. Esses cortes foram estabelecidos de modo a favorecer, na amostra, os eventos candidatos a conter Λ^0 em relação àqueles que podem ser considerados

“ruído” de fundo.

Por razões históricas e pela disponibilidade dos dados, as amostras provenientes da tomada de dados com feixe positivo e negativo foram obtidas de forma diferente. Os Λ^0 provenientes do feixe positivo foram reconstruídos utilizando os sinais do SMD, enquanto que os do feixe negativo foram reconstruídos apenas com os sinais das câmaras de fios.

Por esta razão, a amostra proveniente dos feixes de π^+ , K^+ e prótons contém muito menos eventos que a amostra proveniente dos feixes de π^- , K^- .

A seguir descreveremos os cortes utilizados para obtenção de cada amostra.

4.1.1 Feixe Positivo

O subconjunto de dados contendo bons candidatos a Λ^0 , provenientes da tomada de dados com feixe positivo, foi obtido aplicando os cortes mostrados na tabela 4.1 sobre os eventos reconstruídos da *Pair Strip*. Ao todo foram obtidos 8.966 eventos divididos entre Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$.

$1,10 \text{ GeV}/c^2 \leq \text{Massa reconstruída } p\pi \leq 1,13 \text{ GeV}/c^2$
$\chi^2/DOF(p) \leq 7,0$
$\chi^2/DOF(\pi) \leq 7,0$
$p_p/p_\pi \geq 3,0$
$DCA < 0,02 \text{ cm}$
$DECANG < 0,99$
$ISO \geq 0,032 \text{ cm}$
$DIP < 0,006 \text{ cm}$

Tabela 4.1: Cortes de Análise para Λ^0 produzidos com feixe positivo.

Massa reconstruída $p\pi$: é a massa calculada para a partícula reconstruída a partir de duas trajetórias, supondo que essas duas trajetórias pertençam a um par $p\pi^-$ (ou $\bar{p}\pi^+$ no caso de um $\bar{\Lambda}^0$).

p_p/p_π : relação entre o *momentum* do p (p_p) e o *momentum* do π (p_π) cujas trajetórias foram reconstruídas.

DCA: Distância de menor aproximação (*Distance of Closest Aproximation*) entre as trajetórias que compoem um certo vértice e a localização tridimensional desse vértice (fig. 4.1). Quanto menor o valor do DCA maior a probabilidade daquelas trajetórias realmente fazerem parte do vértice.

DECANG: é o cosseno do ângulo de decaimento (*Decay Angle*), medido entre a trajetória do Λ^0 no referencial do laboratório e o momento do próton no referencial de repouso do Λ^0 .

ISO: distância entre o centro de um vértice (fig. 4.1) e o ponto onde o plano XY que contém o mesmo é atravessado pelo traço mais próximo do vértice que não faça parte do mesmo. Mede, portanto, o isolamento do vértice.

DIP: (*Distance of Impact Point*) é a distância entre o vértice primário e um ponto particular no plano XY definido por esse vértice: o ponto onde esse plano faz intersecção com a trajetória reconstruída de um traço a partir de seu vértice secundário (fig. 4.2). Em nossa análise utilizamos o *DIP* do traço de Λ^0 sobre o vértice primário, e, portanto, o valor desse parâmetro deve ser o mais próximo de zero possível.

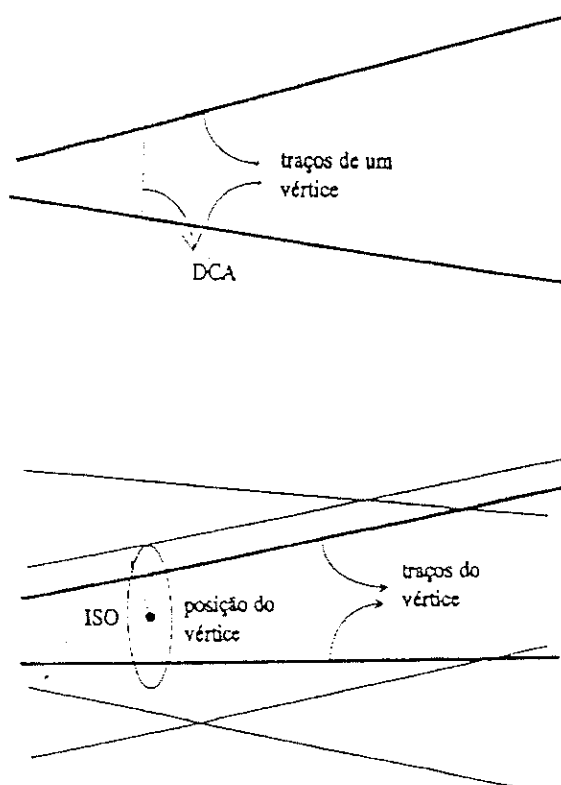


Figura 4.1: Definições esquematizadas de *DCA* e *ISO*.

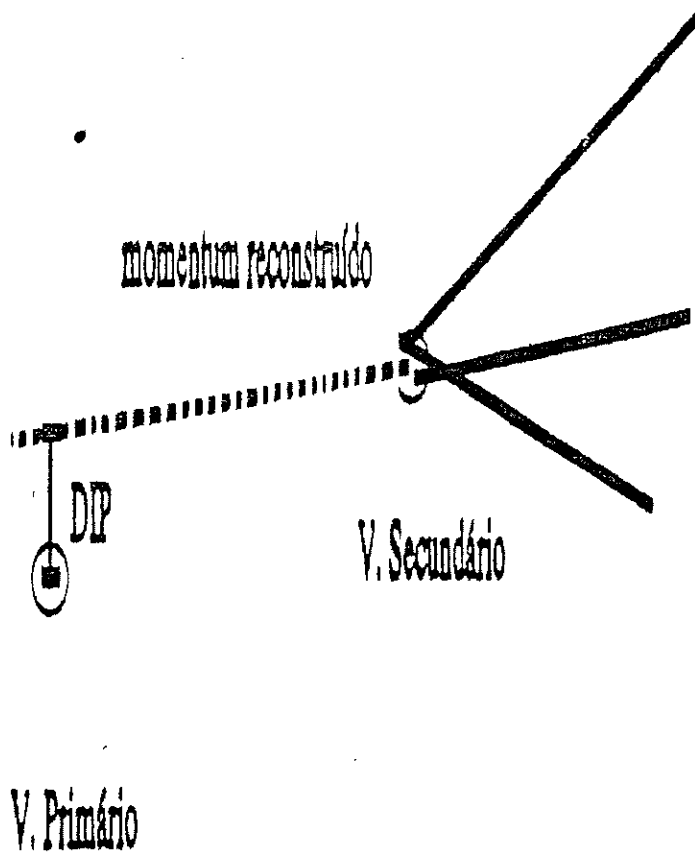


Figura 4.2: Definição esquematizada do DIP.

4.1.2 Feixe Negativo

Para seleção dos Λ^0 s provenientes do feixe negativo utilizamos os cortes mostrados na tabela 4.2 diretamente sobre as fitas DST, sem os cortes de *Pair Strip*. Foram selecionados 2.124.990 eventos.

A distribuição da massa reconstruída e o número total de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ são mostrados nas figuras 4.3 a 4.7 e na tabela 4.3. O ajuste dos sinais é feito associando uma função gaussiana à região de sinal e uma função linear à região de “ruído”. Na função de ajuste utilizada o valor do sinal aparece como **parâmetro 3**.

$1,10 \text{ GeV}/c^2 \leq \text{Massa reconstruída } p\pi \leq 1,13 \text{ GeV}/c^2$
$CHISUM < 5,0$
$p_p/p_\pi \geq 3,0$
$DCA < 0,7 \text{ cm}$

Tabela 4.2: Cortes de Análise para Λ^0 produzidos com feixe negativo.

CHISUM: é a soma dos χ^2 das trajetórias reconstruídas: $CHISUM = \chi^2(p) + \chi^2(\pi)$

Feixe	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$
π^-	$1,157 \times 10^6 \pm 1631$	$7,518 \times 10^5 \pm 1524$
K^-	$1,461 \times 10^5 \pm 5601$	$7,009 \times 10^4 \pm 4875$
π^+	2181 ± 51	1159 ± 37
K^+	895 ± 32	854 ± 28
p	2874 ± 59	1002 ± 37

Tabela 4.3: Número total de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidos para cada feixe

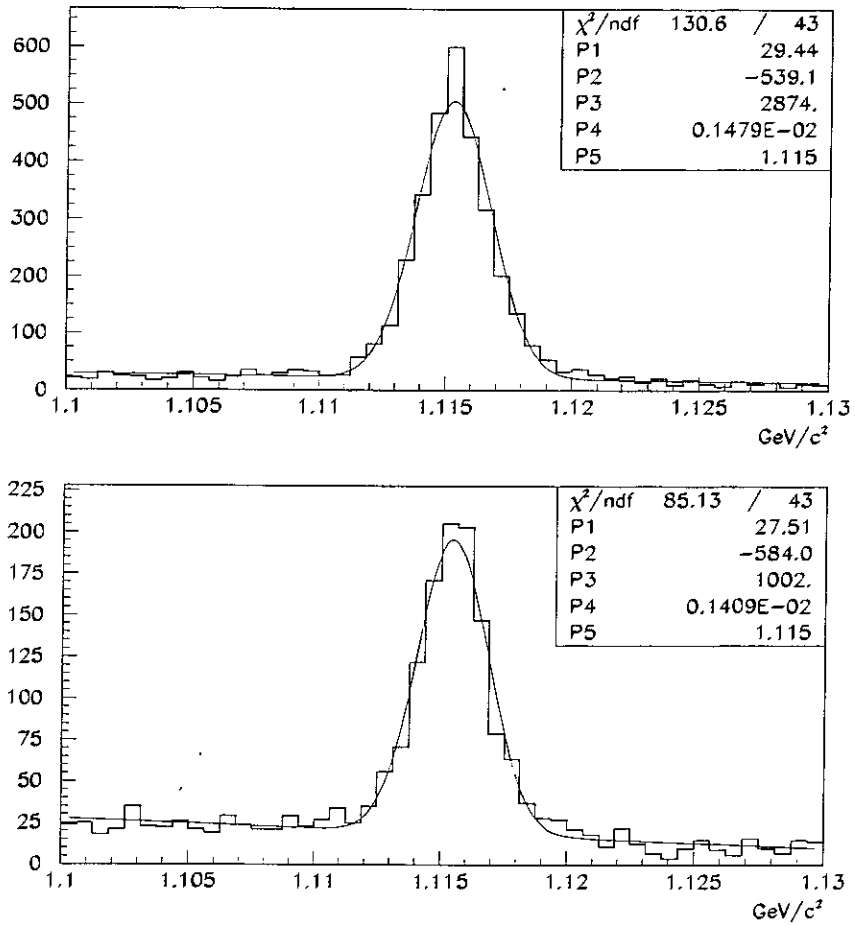


Figura 4.3: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de prótons.

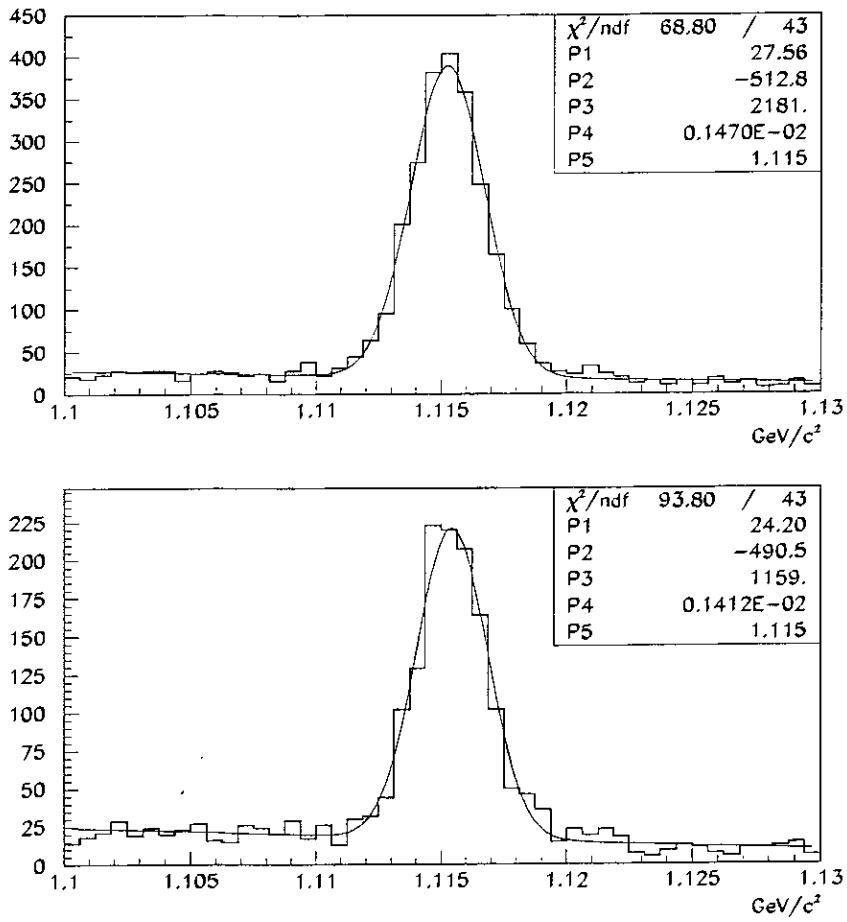


Figura 4.4: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ .

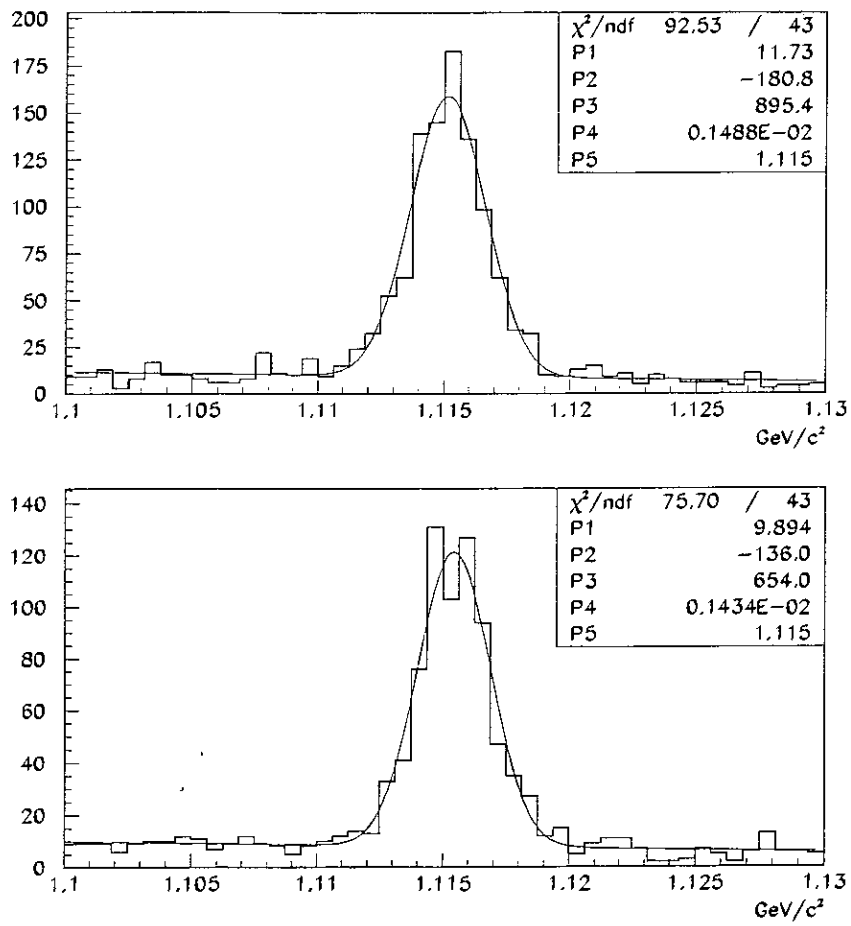


Figura 4.5: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ .

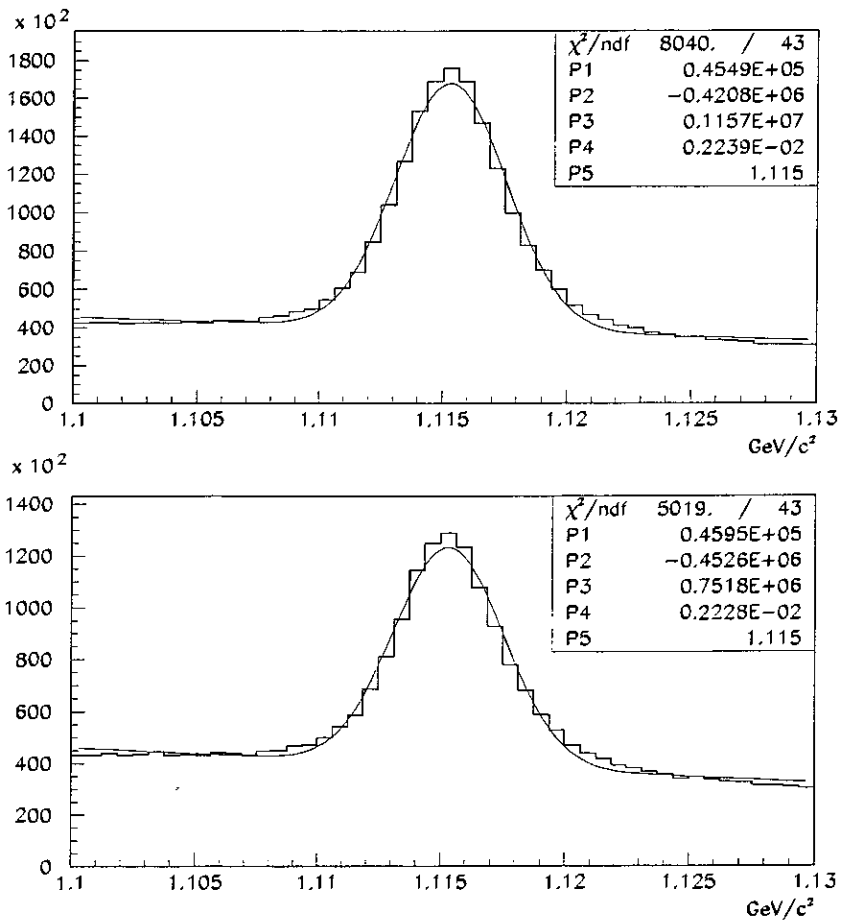


Figura 4.6: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- .

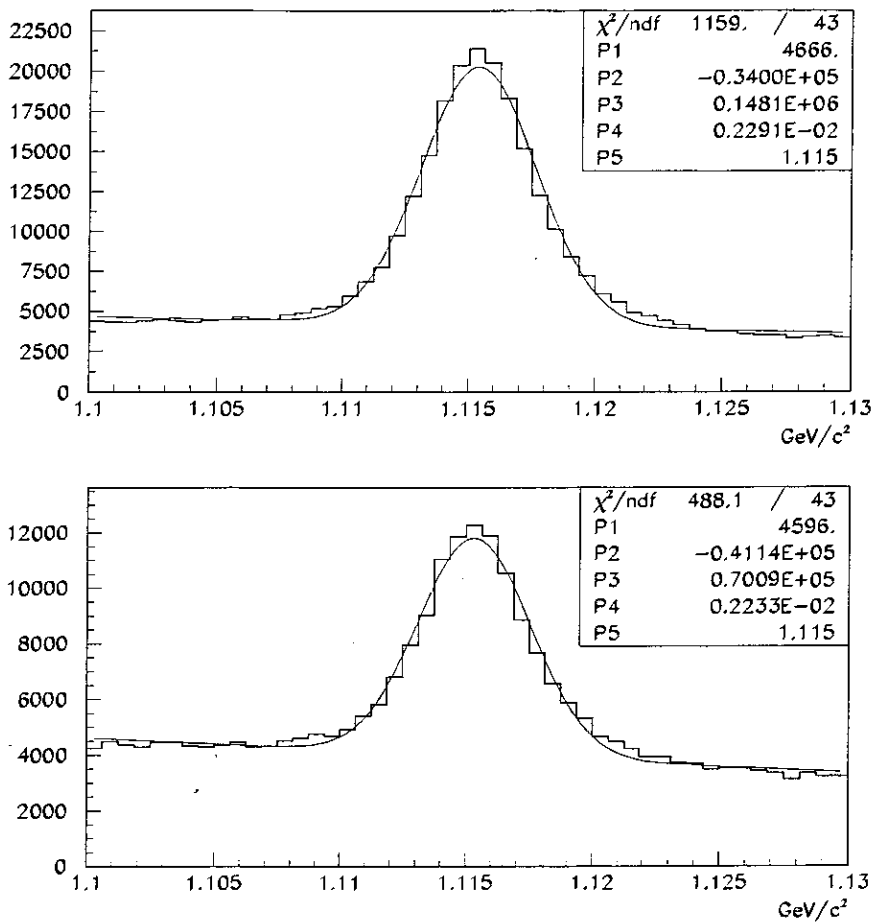


Figura 4.7: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- .

4.2 Divisão das Amostras

De acordo com a conservação da paridade nas interações fortes [7], o vetor polarização \vec{P} deve ser paralelo ao produto vetorial entre o *momentum* do feixe incidente e o *momentum* do Λ^0 escritos no referencial do centro de massa da colisão:

$$\vec{P} = \vec{p}_{\text{feixe}} \times \vec{p}_{\Lambda^0} = (-p_y, p_x, 0) \quad (4.1)$$

onde $\vec{p}_{\Lambda^0} = (p_x, p_y, p_z)$ é o *momentum* do Λ^0 e $\vec{p}_{\text{feixe}} = (0, 0, 1)$ é o versor com mesma direção e sentido do *momentum* do feixe incidente.

Supondo dois Λ^0 s com *momenta* em sentidos opostos, por exemplo, $\vec{p}_1 = (p_x, p_y, p_z)$ e $\vec{p}_2 = (-p_x, -p_y, p_z)$, os vetores de polarização para ambos os Λ^0 s serão também opostos (ver fig. 4.8). Com isso, a polarização de um conjunto de Λ^0 s com *momentum* em todas as direções será nula. Para evitar encontrar Λ^0 s com *momenta* opostos e, portanto, evitar que a polarização se anule por este efeito puramente cinemático, que chamamos de “*Bias*”, dividimos a amostra em duas subamostras: uma subamostra contendo Λ^0 s que viajam à esquerda do espectrômetro (cuja componente em x do *momentum* (p_x) é positiva) e outra subamostra contendo os Λ^0 s que viajam à direita do espectrômetro (cuja componente em x do *momentum* (p_x) é negativa).

Para o estudo da polarização em função de x_F e p_T dividimos cada subamostra em diversos intervalos. O procedimento de divisão da amostra para o estudo da polarização em função de x_F é o seguinte:

1. Dividir a amostra contendo os eventos selecionados para cada feixe em duas

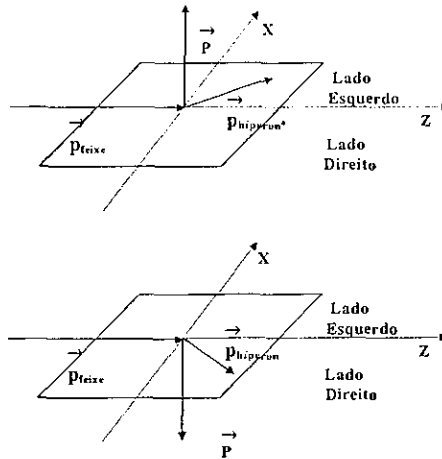


Figura 4.8: Vetor polarização para Λ^0 com *momentum* em direções diferentes.

subamostras (uma contendo Λ^0 s com $p_x > 0$ e outra com $p_x < 0$),

2. Dividir cada subamostra obtida no ítem anterior em intervalos de x_F . Utilizamos 10 intervalos de x_F (ver tabela 4.4) para o feixe negativo e 6 intervalos de x_F (ver tabela 4.5) para o feixe positivo. Os sinais de cada intervalo podem ser vistos em trabalho anterior [44].

Para o estudo da polarização em função de p_T procedemos da seguinte maneira:

1. Dividir a amostra contendo os eventos selecionados para cada feixe em duas subamostras (uma contendo Λ^0 s com $p_x > 0$ e outra com $p_x < 0$).
2. Dividir cada subamostra obtida no ítem número 1 em duas regiões de x_F ($x_F > 0$ and $x_F < 0$),
3. Dividir cada subamostra obtida no ítem anterior em 10 intervalos de p_T (ver tabela

4.6). Os sinais de cada intervalo podem ser vistos em trabalho anterior [44]

1	$-0,16 \leq x_F < -0,12$
2	$-0,12 \leq x_F < -0,08$
3	$-0,08 \leq x_F < -0,04$
4	$-0,04 \leq x_F < 0,00$
5	$0,00 \leq x_F < +0,04$
6	$+0,04 \leq x_F < +0,08$
7	$+0,08 \leq x_F < +0,12$
8	$+0,12 \leq x_F < +0,16$
9	$+0,16 \leq x_F < +0,20$
10	$+0,20 \leq x_F < +0,30$

Tabela 4.4: Intervalos de x_F para feixe negativo.

1	$-0,10 \leq x_F < -0,06$
2	$-0,06 \leq x_F < -0,03$
3	$-0,03 \leq x_F < 0,00$
4	$0,00 \leq x_F < +0,03$
5	$+0,03 \leq x_F < +0,06$
6	$+0,06 \leq x_F < +0,10$

Tabela 4.5: Intervalos de x_F para feixe positivo.

4.3 Medida da polarização

Como descrito no capítulo 2, a polarização pode ser medida através da distribuição angular dos bárions (B) e dos mésons (X) no decaimento $\Lambda^0 \rightarrow B + X$

$$\frac{dN}{d \cos(\theta)} = \frac{A(\cos(\theta))N_0}{2} (1 + \alpha \mathbf{P} \cos(\theta)) \quad (4.2)$$

onde:

N_0 é o número total de eventos da amostra,

$\alpha = +0,642 \pm 0,018$ no decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$,

1	$0,0 < p_T \leq 0,3$
2	$0,3 < p_T \leq 0,5$
3	$0,5 < p_T \leq 0,7$
4	$0,7 < p_T \leq 0,9$
5	$0,9 < p_T \leq 1,1$
6	$1,1 < p_T \leq 1,4$
7	$1,4 < p_T \leq 1,7$
8	$1,7 < p_T \leq 2,0$
9	$2,0 < p_T \leq 2,5$
10	$2,5 < p_T \leq 3,0$

Tabela 4.6: Intervalos de p_T (GeV/c) para feixe negativo.

$\alpha = -0,642 \pm 0,018$ no decaimento $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$,

$\frac{dN}{d \cos(\theta)}$ é o número de Λ^0 s cujo próton filho é emitido no intervalo $d \cos(\theta)$,

$\cos(\theta)$ é o cosseno do ângulo entre o vetor polarização (definido pela equação 2.2) e o *momentum* do bárion escrito no referencial de repouso do Λ^0 ,

$A(\cos(\theta))$ é a eficiência de detecção de Λ^0 em função de $\cos(\theta)$.

Experimentalmente obtemos $\cos(\theta)$ da seguinte forma:

1. Calculamos o *momentum* do feixe e o *momentum* do Λ^0 no centro de massa da colisão.
2. Calculamos o produto vetorial descrito pela equação 2.2
3. Calculamos o *momentum* do próton no referencial de repouso do Λ^0 .
4. Calculamos o produto escalar entre o *momentum* do próton filho e o vetor polarização.

Para estimar a polarização utilizamos o método dos momentos [31] e o método do cancelamento ou “*Bias Canceling Method*” [7, 11]. O primeiro método requer que as eficiências de detecção sejam simétricas em $\cos(\theta)$ e o segundo, que os Λ^0 s que viajam à direita e à esquerda do espectrômetro sejam detectados com mesma eficiência. A seguir descrevemos cada método.

4.3.1 Método do Cancelamento

Sendo as polarizações dos Λ^0 s que viajam à direita e à esquerda do espectrômetro iguais em magnitude e opostas em sentido, as distribuições angulares dos bárions para cada subamostra são dadas por:

$$\frac{dN^+}{d\cos(\theta)} = \frac{A^+(\cos(\theta))N_0^+}{2}(1 + \alpha\mathbf{P}\cos(\theta)) \quad (4.3)$$

$$\frac{dN^-}{d\cos(\theta)} = \frac{A^-(\cos(\theta))N_0^-}{2}(1 - \alpha\mathbf{P}\cos(\theta)) \quad (4.4)$$

onde (+) rotula a subamostra com $p_x > 0$ e (-) rotula a subamostra com $p_x < 0$.

Para cancelar o efeito cinemático explicado na secção 4.2 calculamos a razão (R) entre a soma e a diferença das equações 4.3 e 4.4. Se as eficiências de detecção forem iguais para as duas subamostras obtemos:

$$R = \frac{\frac{1}{N_0^+} \frac{dN^+}{d\cos(\theta)} - \frac{1}{N_0^-} \frac{dN^-}{d\cos(\theta)}}{\frac{1}{N_0^+} \frac{dN^+}{d\cos(\theta)} + \frac{1}{N_0^-} \frac{dN^-}{d\cos(\theta)}} = \alpha\mathbf{P}\cos(\theta) \quad (4.5)$$

A equação 4.5 nos permite corrigir o “*Bias*” e estimar a polarização dividindo cada intervalo de x_F e p_T em intervalos de $\cos(\theta)$ e ajustado a distribuição de $\cos(\theta)$ de acordo

com a equação 4.5 como será descrito da seção 4.5.

4.3.2 Método dos Momentos

Dado um conjunto de medidas x_1, x_2, \dots, x_n pertencentes a uma distribuição $f(x, Q)$, o valor médio de x é dado por:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (4.6)$$

ou, se a distribuição $f(x, Q)$ for conhecida, por:

$$\bar{x} = \int x f(x, Q) dx \quad (4.7)$$

Sabendo que o $\cos(\theta)$ pertence a distribuição dada por:

$$f(\theta, P) = A(\cos(\theta))(1 + \alpha P \cos(\theta)) \quad (4.8)$$

os valores médios do $\cos(\theta)$ e do $\cos^2(\theta)$ ser ao dados por:

$$\langle \cos(\theta) \rangle = \int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos(\theta) d\cos(\theta) + \alpha P \int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos^2(\theta) d\cos(\theta) \quad (4.9)$$

$$\langle \cos^2(\theta) \rangle = \int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos^2(\theta) d\cos(\theta) + \alpha P \int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos^3(\theta) d\cos(\theta) \quad (4.10)$$

Se a função $A(\cos(\theta))$ for simétrica em relação a $\cos(\theta)$ então obtemos:

$$\int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos(\theta) d\cos(\theta) = 0 \quad (4.11)$$

e

$$\int_{-1}^{+1} A(\cos(\theta)) \cos^3(\theta) d\cos(\theta) = 0 \quad (4.12)$$

portanto:

$$P = \frac{1 \langle \cos(\theta) \rangle}{\alpha \langle \cos^2(\theta) \rangle} \quad (4.13)$$

Com isto, o método dos momentos nos possibilita estimar a polarização utilizando:

$$P = \frac{1 \langle \cos(\theta) \rangle}{\alpha \langle \cos^2(\theta) \rangle} \pm \frac{1}{\alpha \sqrt{N}} \frac{\sqrt{\langle \cos^2(\theta) (1 + \alpha P \cos(\theta))^2 \rangle}}{\langle \cos^2(\theta) \rangle} \quad (4.14)$$

onde N é o número total de eventos.

4.4 Cálculo das eficiências

Para calcular as eficiências de detecção utilizamos eventos gerados pelo método de Monte Carlo apresentado em trabalho anterior [44]. A produção de Monte Carlo se dá em 3 fases, cada uma realizada por um programa diferente: geração, digitalização e reconstrução.

A geração simula a interação do feixe com o alvo através do programa [53] PYTHIA 4.8, que gera o quark s através dos mecanismos de aniquilação quark-antiquark e de fusão de glúons, e o programa [54] JETSET 6.3, que, baseado no modelo LUND, hadroniza os pártons.

Para cada evento, obtém-se uma lista, chamada de tabela verdade, contendo todas as partículas produzidas com seus *momenta*, ponto de criação, decaimento, bem como suas

partículas filhas e a partícula da qual se origina. Nesta fase são fornecidos ao gerador as informações acerca do modo de decaimento de interesse, a energia e o tipo da partícula do feixe e a natureza e a geometria do alvo onde se dá a interação.

A digitalização consiste em simular a passagem das partículas produzidas no gerador pelo espectrômetro, aí incluídas todas as incertezas, ineficiências e interferências devidas à eletrônica e geometria. Como resultado obtém-se eventos brutos escritos em fita no mesmo formato que os eventos brutos obtidos durante a tomada de dados.

Na etapa de reconstrução os dados obtidos no passo anterior passam pelo mesmo processo de reconstrução, descrito no capítulo 3, pelo qual os dados também são submetidos. Como resultado obtém-se um arquivo de eventos em formato DST.

Após essas etapas podemos calcular as eficiências de detecção definidas por

$$Eff = \frac{S_{MC}}{N_{MC}} \quad (4.15)$$

onde S_{MC} é o sinal obtido no ajuste dos histogramas de Monte Carlo após a Reconstrução e a aplicação dos cortes de análise, e N_{MC} é o número de eventos gerados naquela mesma região de interesse.

As eficiências de detecção de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ em vários intervalos de x_F e p_T são mostradas nas figuras 4.9 a 4.14.

As figuras 4.15 a 4.20 mostram a razão R_{ef} entre as eficiências de detecção nos dois lados (direito e esquerdo) do espectrômetro.

2003/08/28 14.49

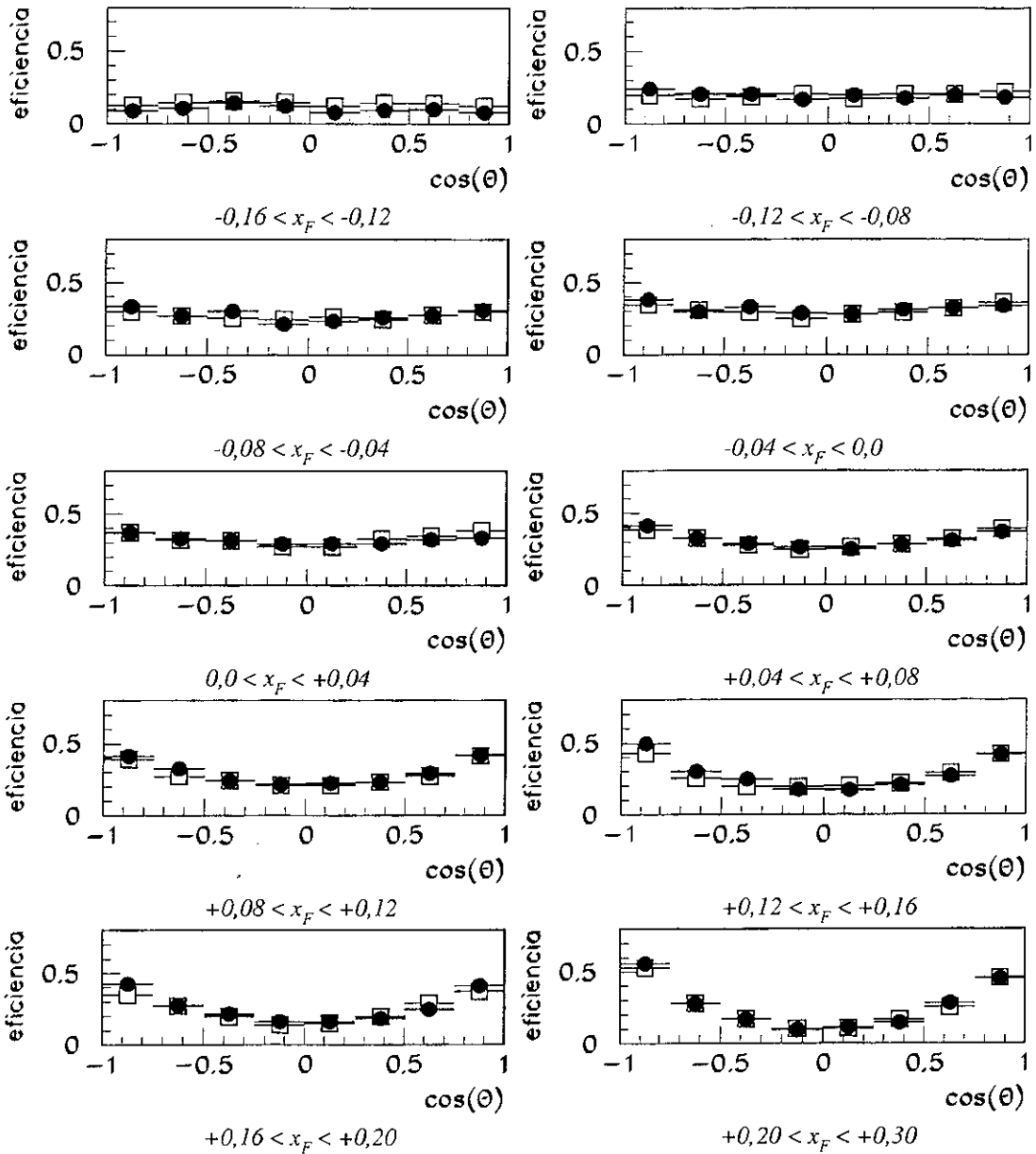


Figura 4.9: Eficiências de detecção de Λ^0 em função de x_F no lado direito do espectrômetro (●) e no lado esquerdo do espectrômetro (□).

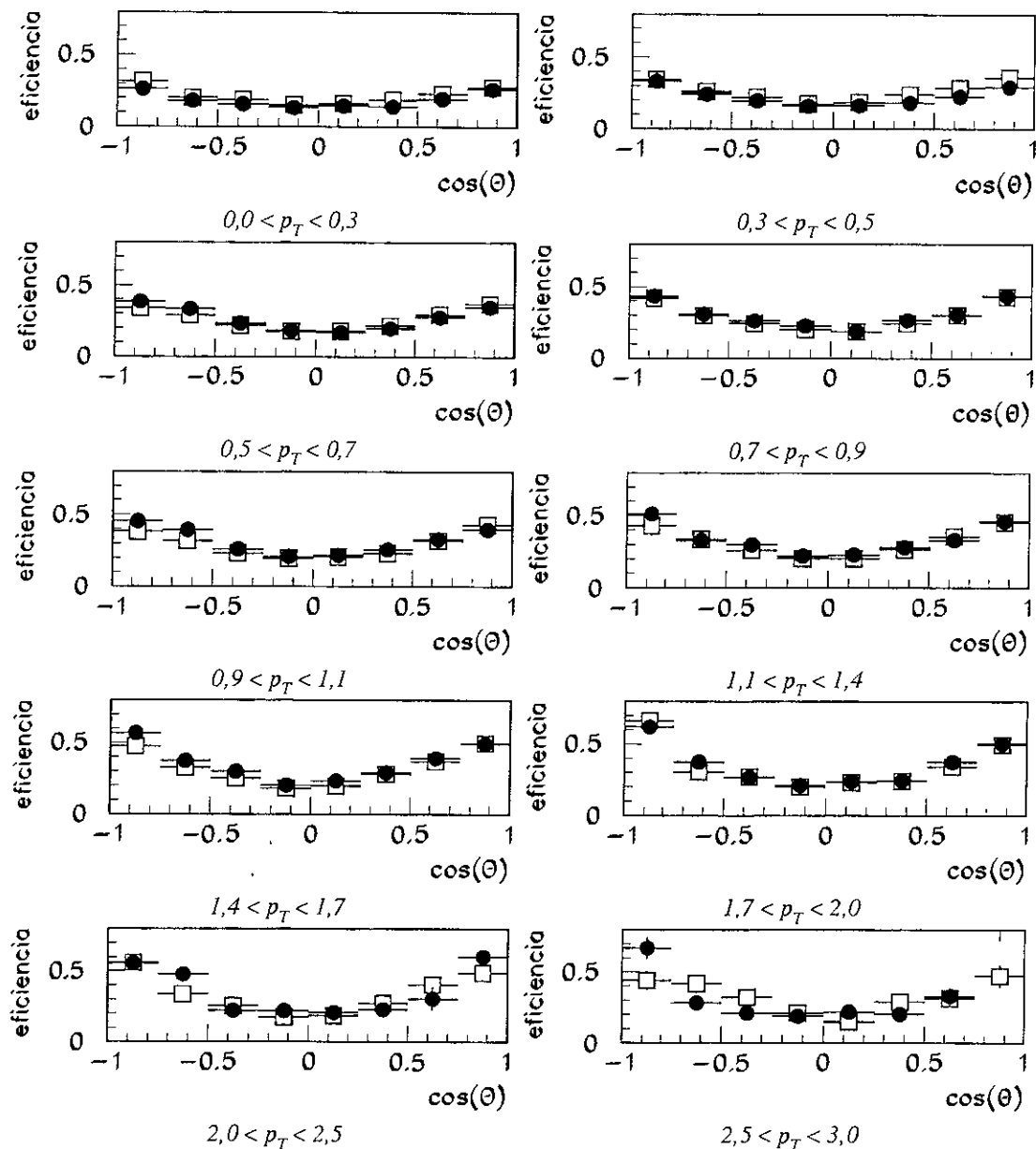


Figura 4.10: Eficiências de detecção de Λ^0 em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$.

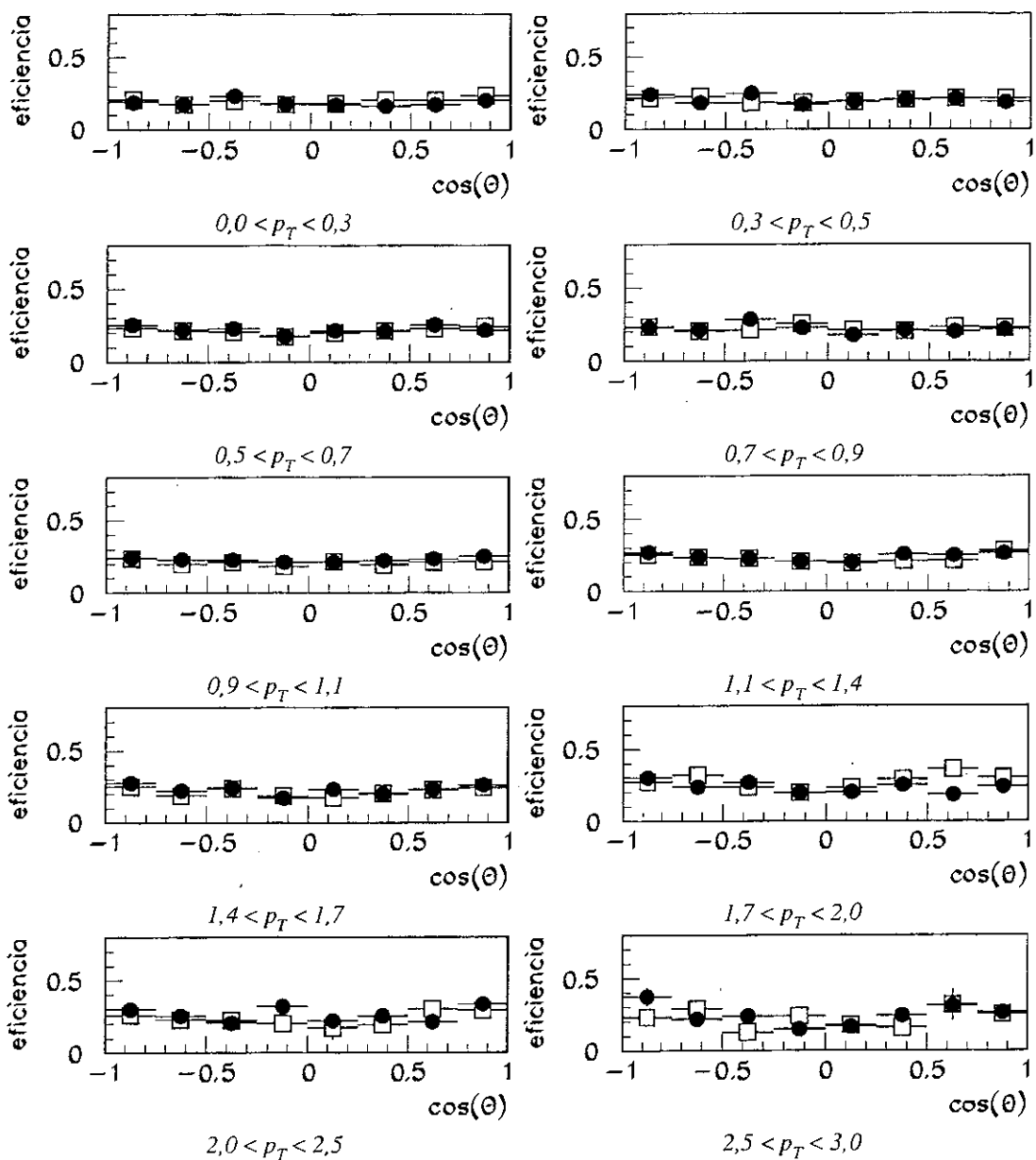


Figura 4.11: Eficiências de detecção de Λ^0 em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (•) e no lado esquerdo do espectrômetro (□) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$.

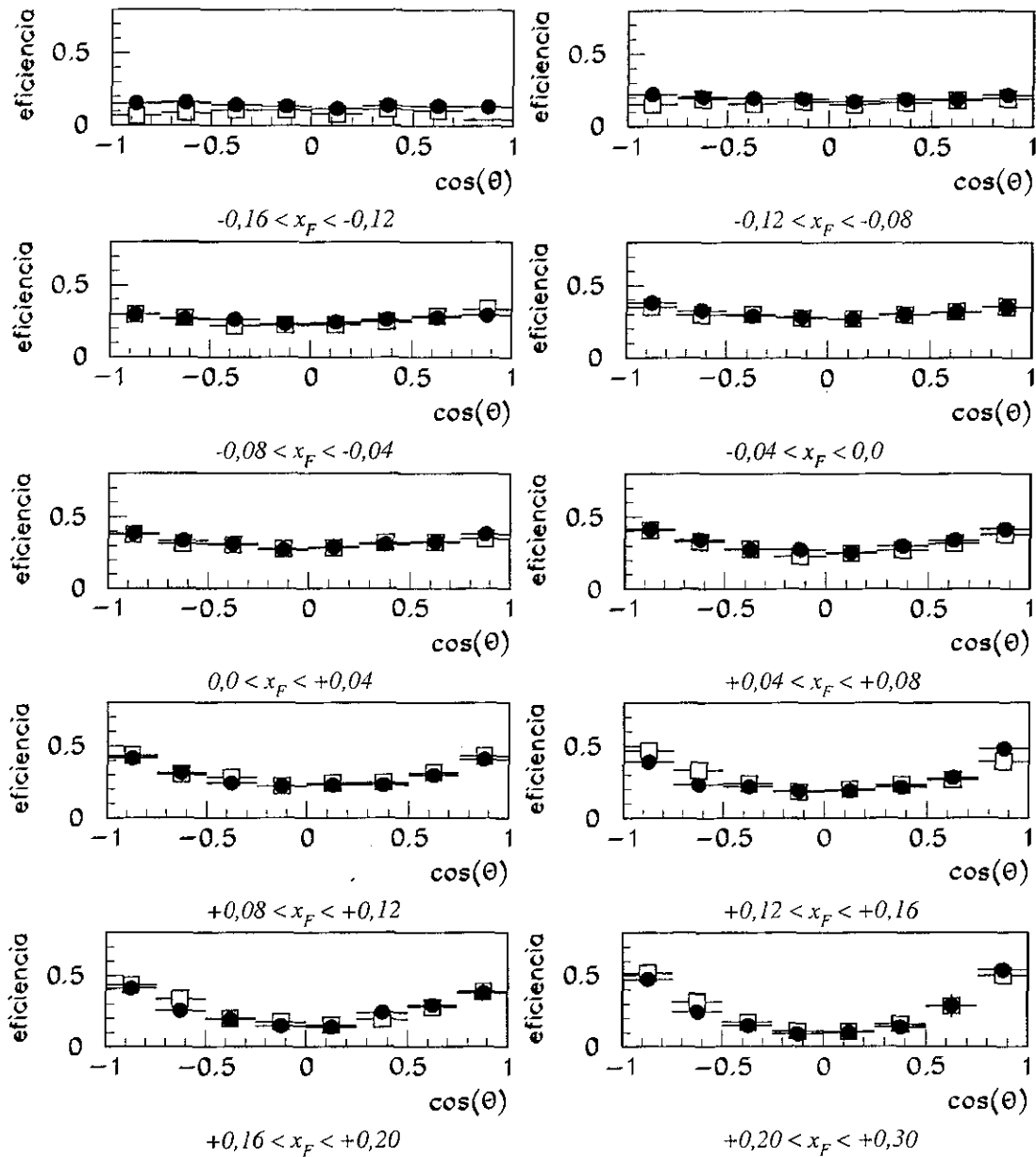


Figura 4.12: Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de x_F no lado direito do espectrômetro (\bullet) e no lado esquerdo do espectrômetro (\square).

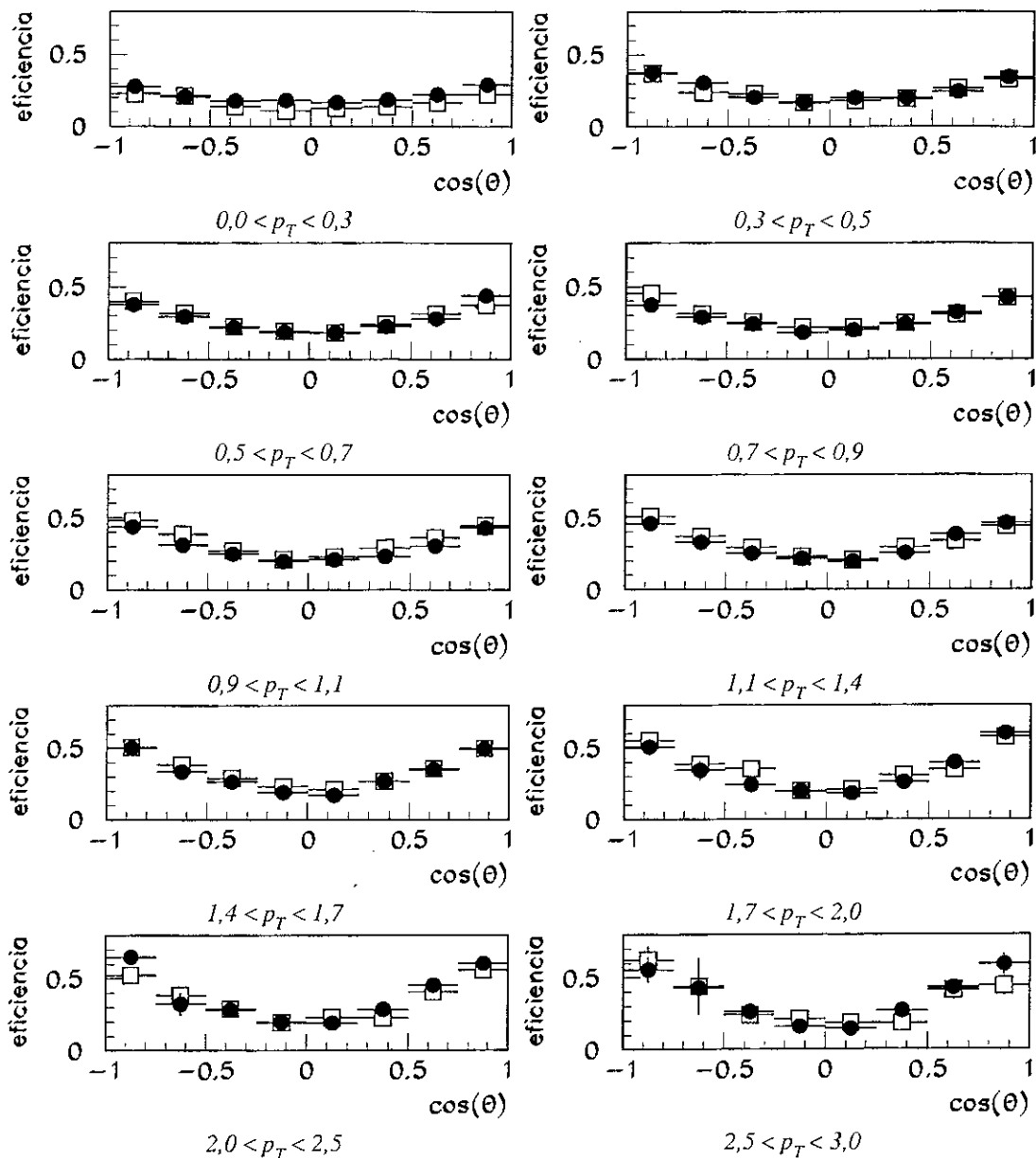


Figura 4.13: Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (•) e no lado esquerdo do espectrômetro (□) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$.

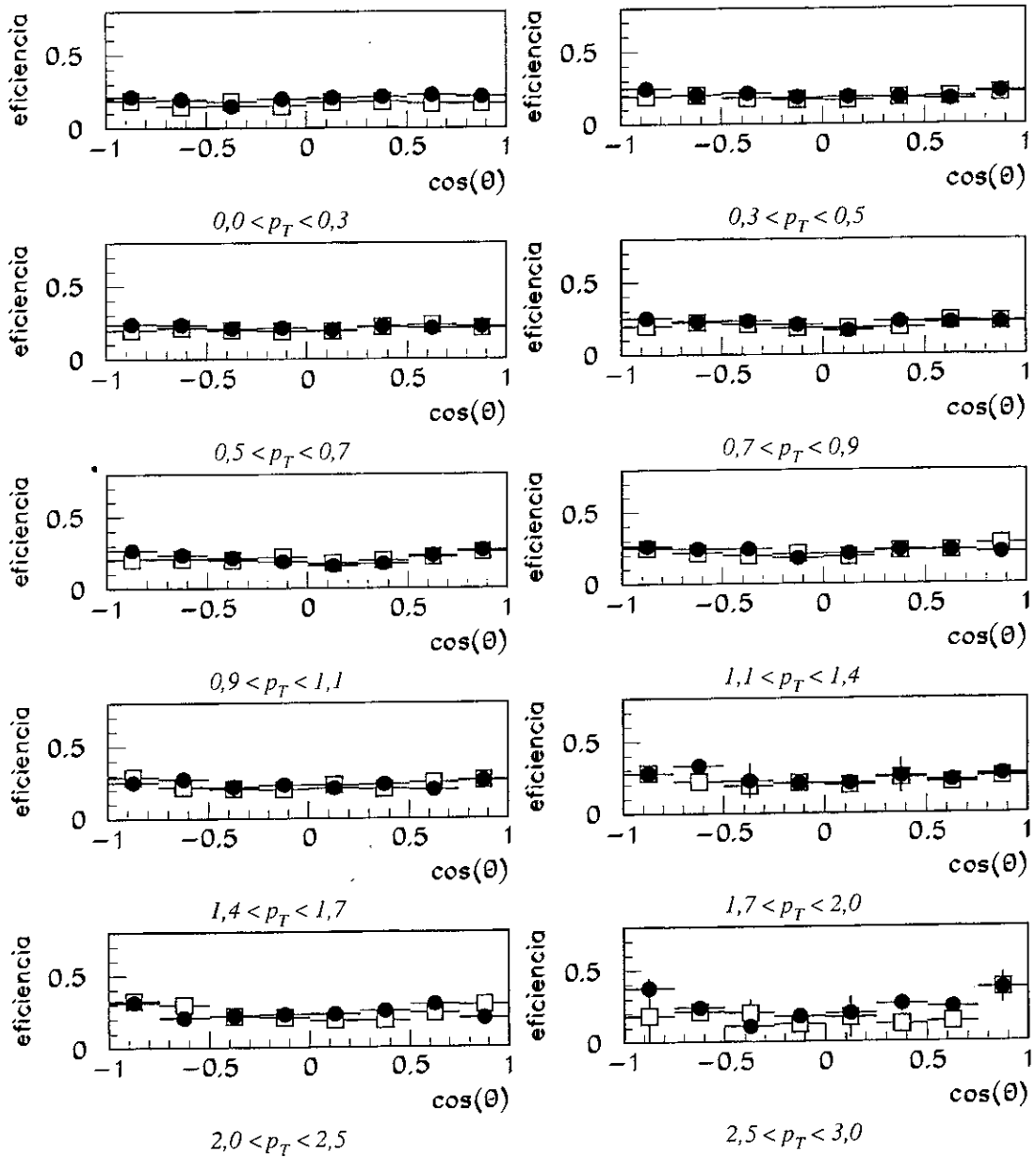


Figura 4.14: Eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em função de p_T (GeV/c) no lado direito do espectrômetro (●) e no lado esquerdo do espectrômetro (□) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$.

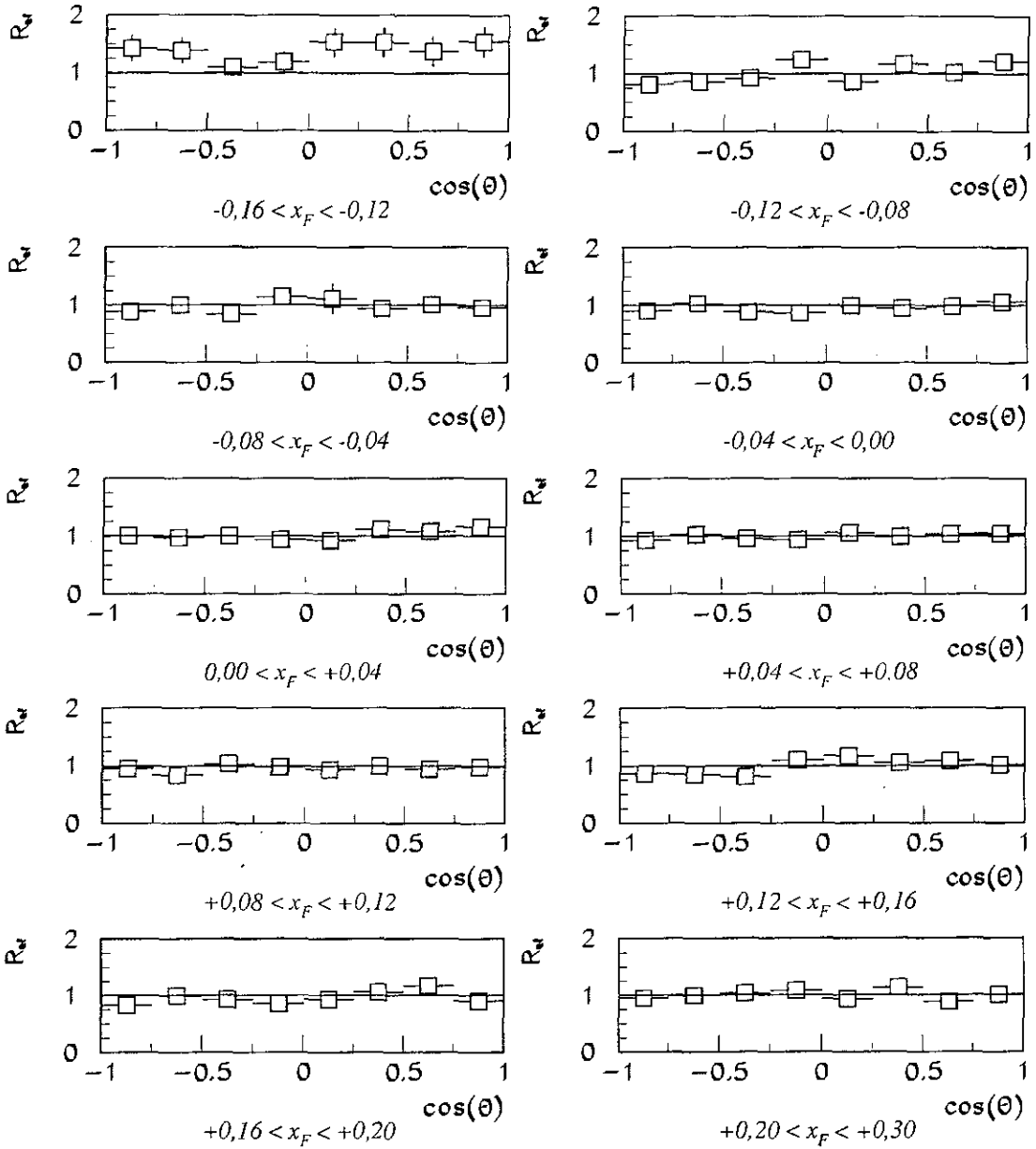


Figura 4.15: Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de x_F .

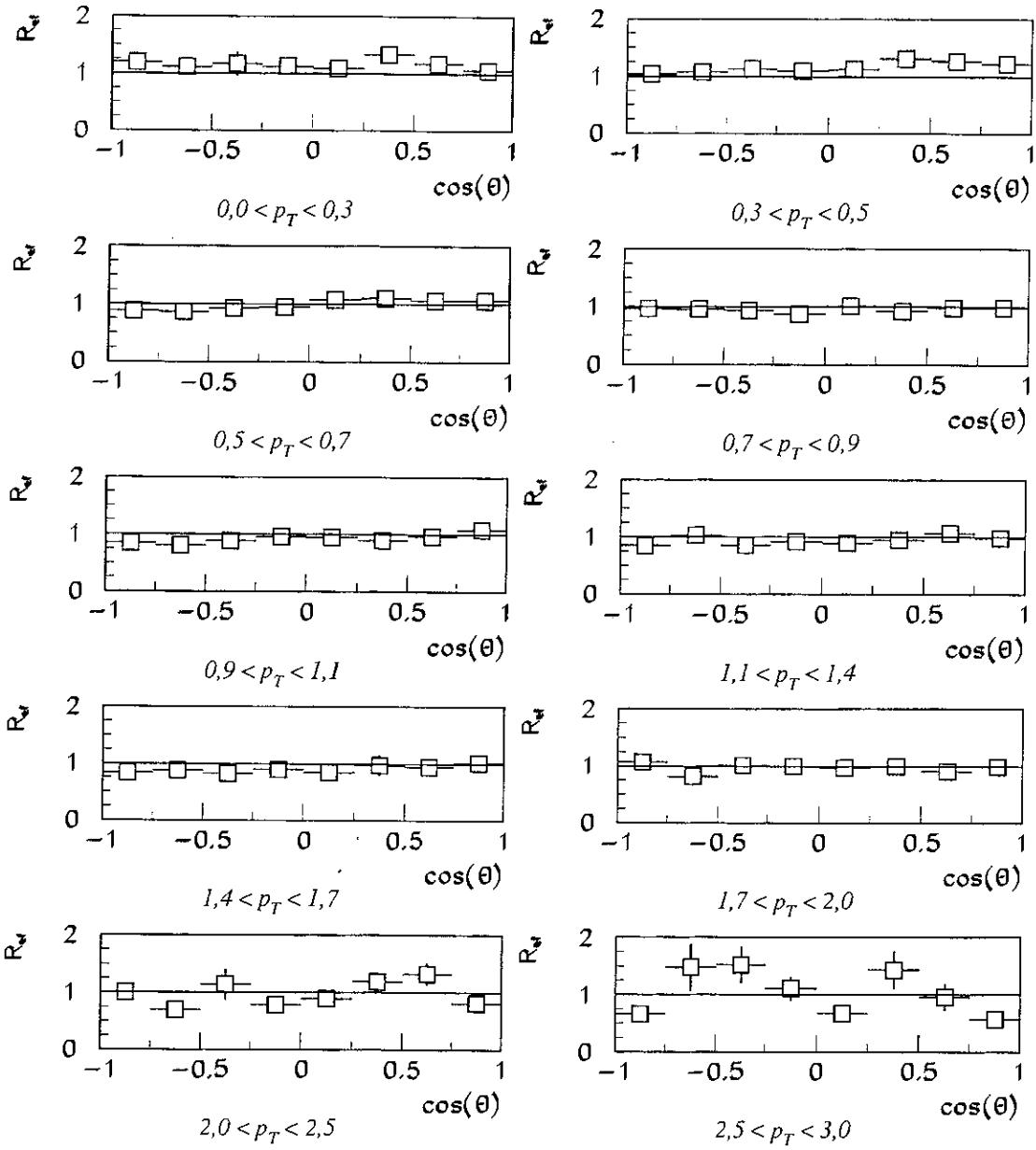


Figura 4.16: Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$.

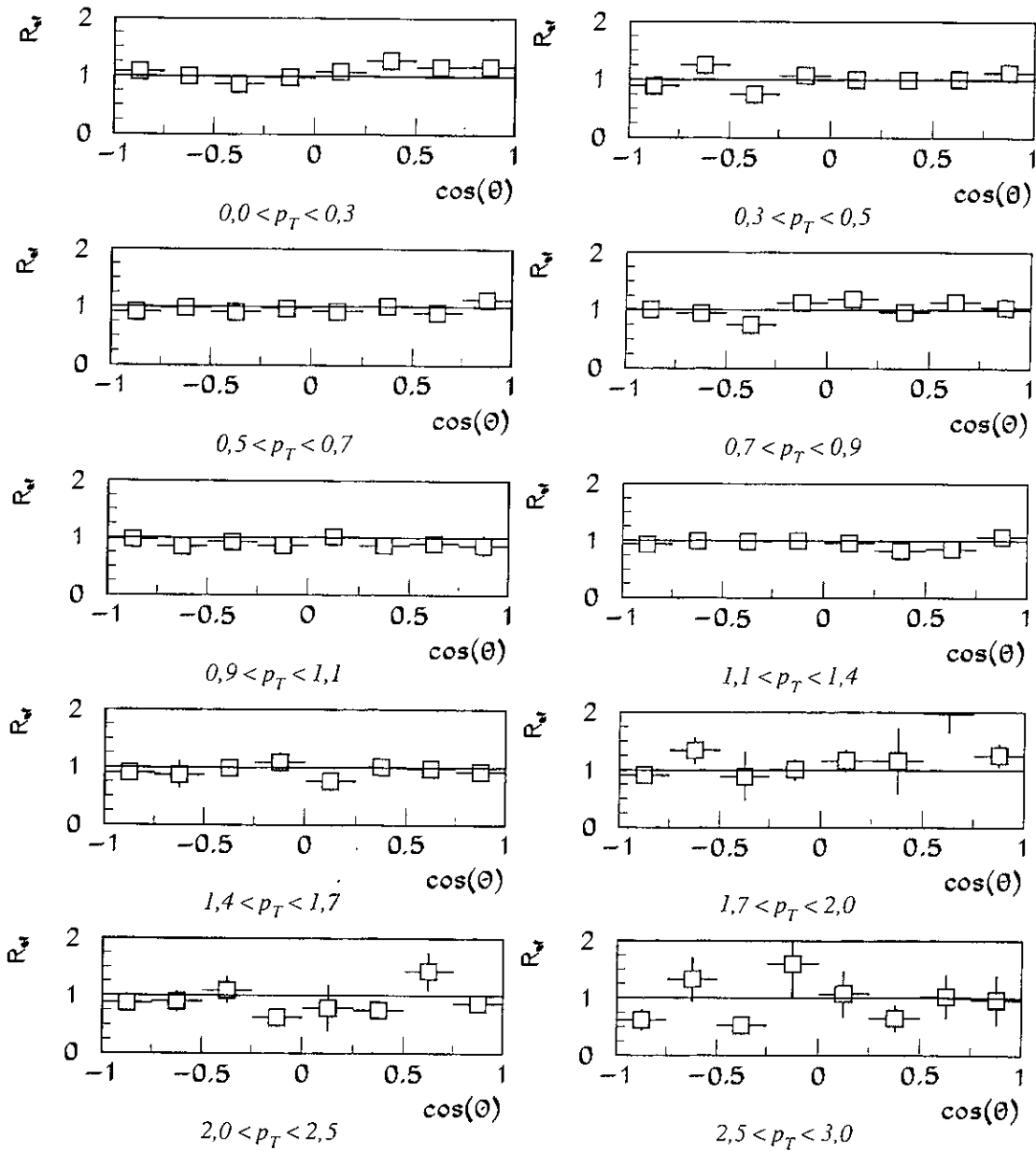


Figura 4.17: Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$.

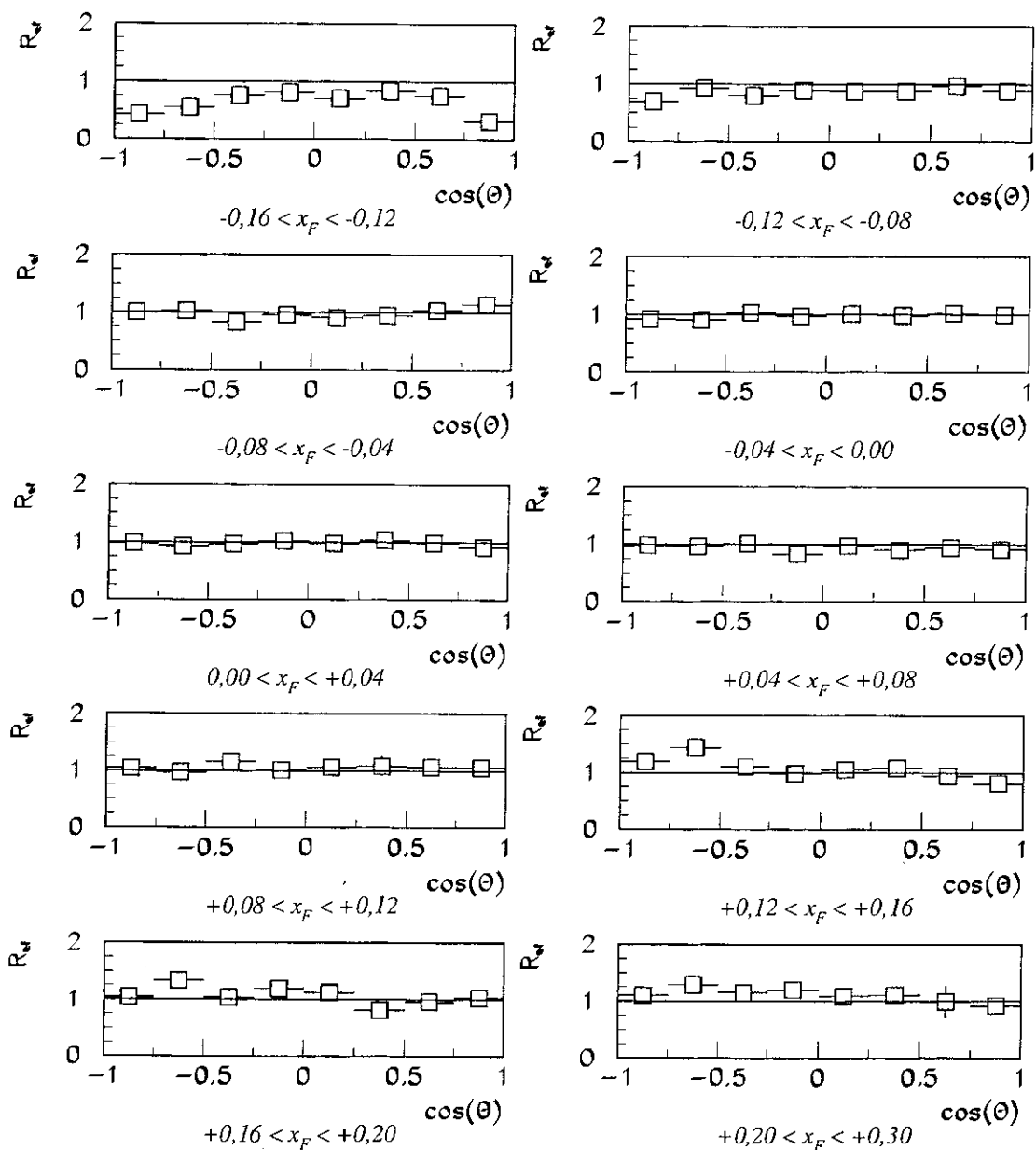


Figura 4.18: Razão entre as eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em ambos os lados do espectrômetro em função de x_F .

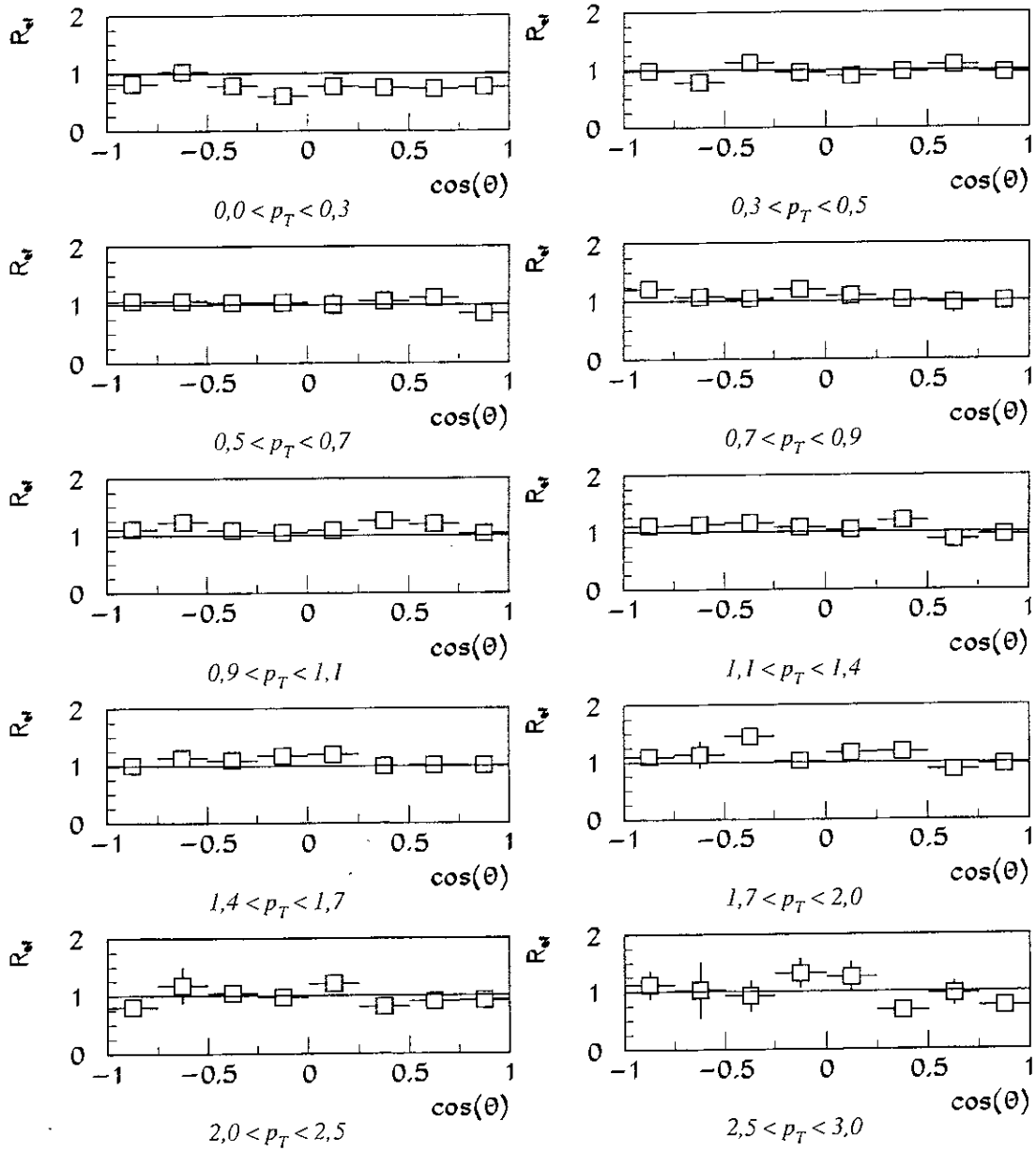


Figura 4.19: Razão entre as eficiências de detecção de $\bar{\Lambda}^0$ em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $0,0 < x_F < 0,4$.

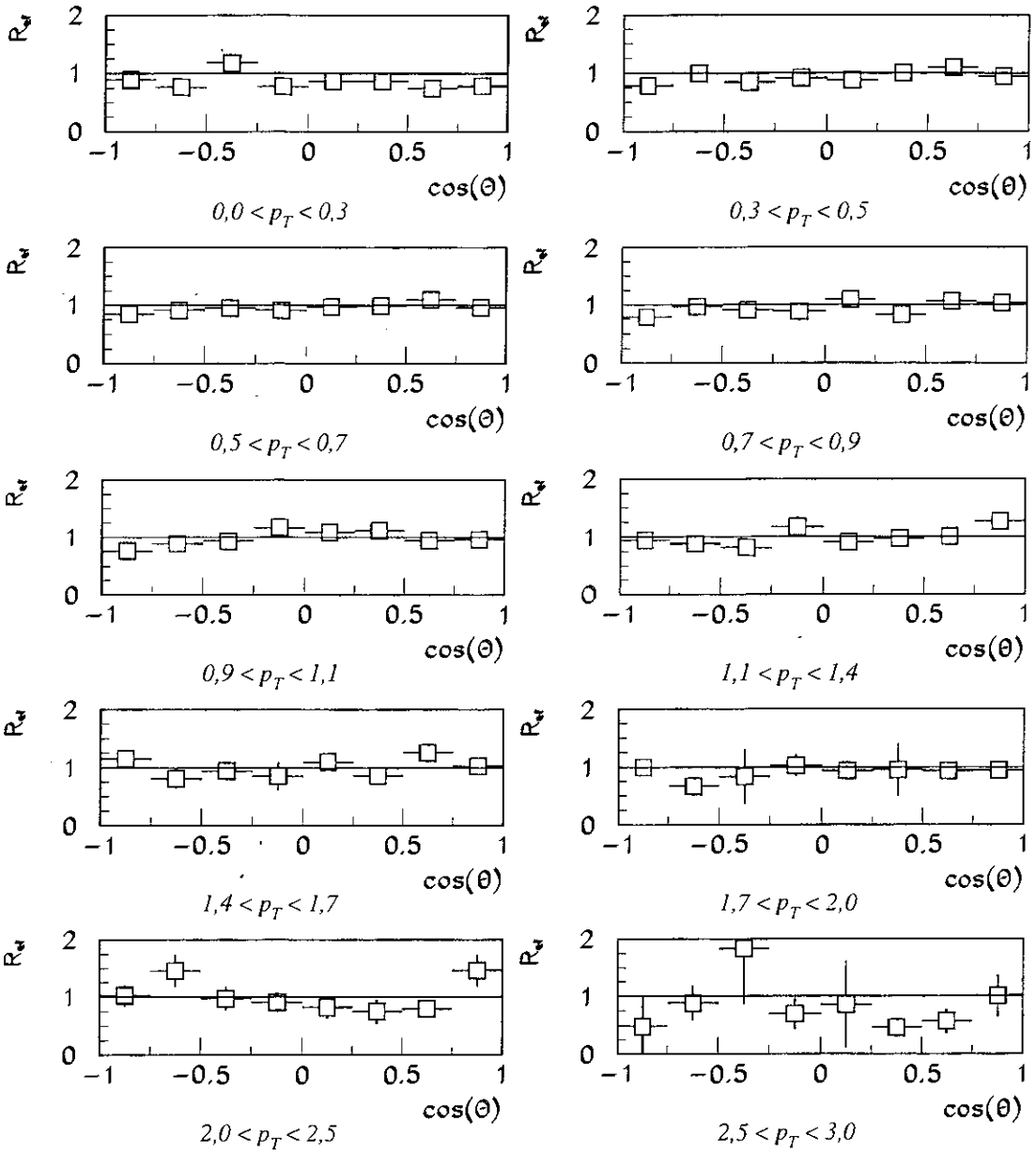


Figura 4.20: Razão entre as eficiências de detecção de Λ^0 em ambos os lados do espectrômetro em função de p_T (GeV/c) para o intervalo $-0,4 < x_F < 0,0$.

4.5 Cálculo das polarizações

Observando os resultados que aparecem nas figuras 4.9 a 4.20 concluímos que as razões entre as eficiências de detecção em ambos os lados do espectrômetro são suficientemente compatíveis com $R_{ef} = 1$ e que as eficiências são aproximadamente simétricas em $\cos(\theta)$ em todos os intervalos de x_F e p_T .

Podemos, então, calcular os valores da polarização a partir dos métodos descritos em 4.3.1 e 4.3.2.

4.5.1 Feixe negativo

Cálculo pelo método do cancelamento

Para a obtenção da polarização em cada intervalo de x_F e p_T , descritos na secção 4.2 e mostrados nas tabelas 4.4 e 4.6, utilizando o método do cancelamento seguimos os seguintes passos:

1. dividimos cada intervalo de p_T e x_F em oito intervalos de $\cos(\theta)$, conforme descrito na tabela 4.7 e criamos histogramas para cada um dos intervalos assim obtidos.
2. ajustamos a cada histograma uma função gaussiana à região de sinal e uma função linear à região de "ruído". Consideramos apenas os sinais que apresentem significância igual ou maior que 3σ . As figuras 4.21 e 4.22 ilustram esta etapa, mostrando os sinais de Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no intervalo $-0,12 < x_F < -0,08$ respectivamente na região esquerda e direita do espectrômetro. Devido à grande quantidade de gráficos gerados durante o processo de análise, optamos por não apresentar todos os sinais neste trabalho. Estes sinais podem ser encontrados

em [55].

- calculamos a razão definida pela equação (4.5) e, empregando o método dos mínimos quadrados, ajustamos uma função linear a cada um dos histogramas resultantes. Os erros no cálculo da polarização são dados pelo erros nos ajuste da função linear. A figura 4.23 ilustra esta etapa para o cálculo da polarização do Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- em função de x_F . Os demais gráficos referentes a esta etapa podem ser encontrados em [55].

1	$-1,00 < \cos(\theta) \leq -0,75$
2	$-0,75 < \cos(\theta) \leq -0,50$
3	$-0,50 < \cos(\theta) \leq -0,25$
4	$-0,25 < \cos(\theta) \leq 0,00$
5	$0,00 < \cos(\theta) \leq +0,25$
6	$+0,25 < \cos(\theta) \leq +0,50$
7	$+0,5 < \cos(\theta) \leq +0,75$
8	$+0,75 < \cos(\theta) \leq +1,00$

Tabela 4.7: Intervalos de $\cos(\theta)$ para feixe negativo.

Cálculo pelo método dos momentos

Para a obtenção da polarização em cada intervalo de x_F e p_T , descritos na secção 4.2 e mostrados nas tabelas 4.4 e 4.6, utilizando o método dos momentos seguimos os seguintes passos:

- para cada intervalo de x_F e p_T obtemos a distribuição de $\cos(\theta)$ e de $\cos^2(\theta)$ (para a região direita e para a região esquerda do espectrômetro) e obtemos as respectivas médias. As figuras 4.24, 4.25, 4.26 e 4.27 ilustram esta etapa mostrando as distribuições de $\cos(\theta)$ e de $\cos^2(\theta)$ de Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- para o

intervalo $-0,12 < x_F < 0,30$ nas regiões esquerda e direita do espectrômetro. As distribuições de $\cos(\theta)$ e $\cos^2(\theta)$ em todos os intervalos de x_F e p_T utilizados em nossa análise podem ser encontradas em [55]

2. calculamos a polarização na região esquerda do espectrômetro (P^-) e a polarização na região direita do espectrômetro (P^+) empregando a equação 4.14
3. calculamos a polarização como

$$P = \frac{P^+ - P^-}{2} \quad (4.16)$$

As figuras 4.28 a 4.33 e as tabelas 4.8 a 4.13 mostram as polarizações do Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ para os feixes de π^- e K^- obtidas com ambos os métodos descritos.

2003/09/10 12.37

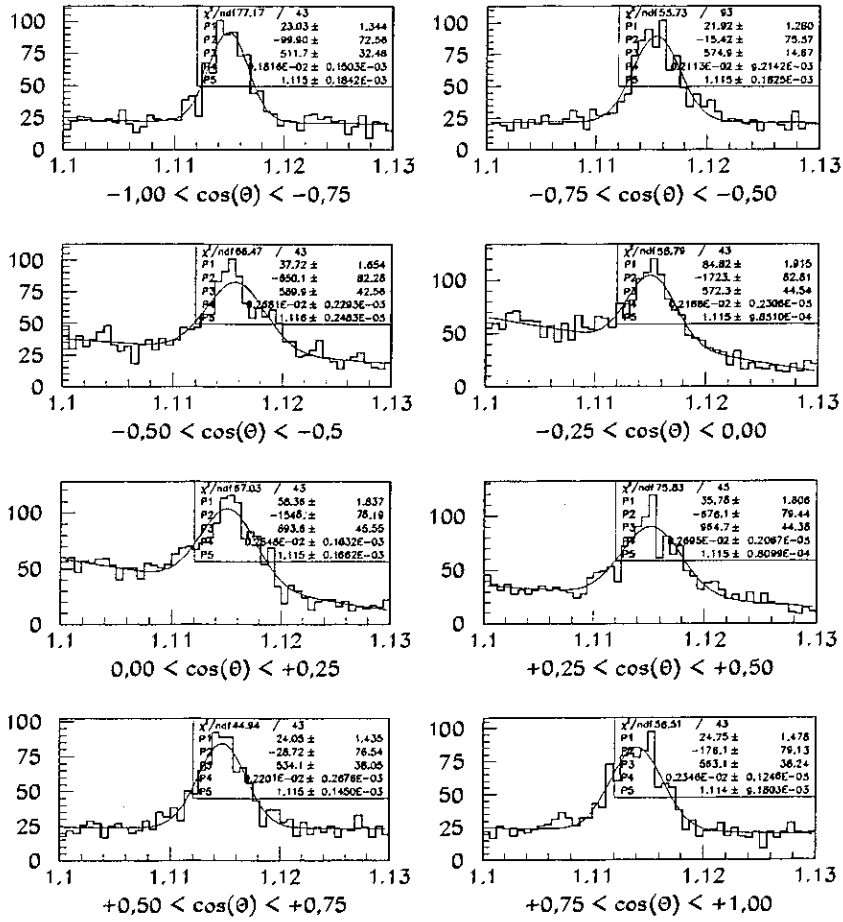


Figura 4.21: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $\pi\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 no intervalo $-0,12 < x_F < -0,08$ para feixe de K^- no lado esquerdo do espectrômetro ($p_x > 0$).

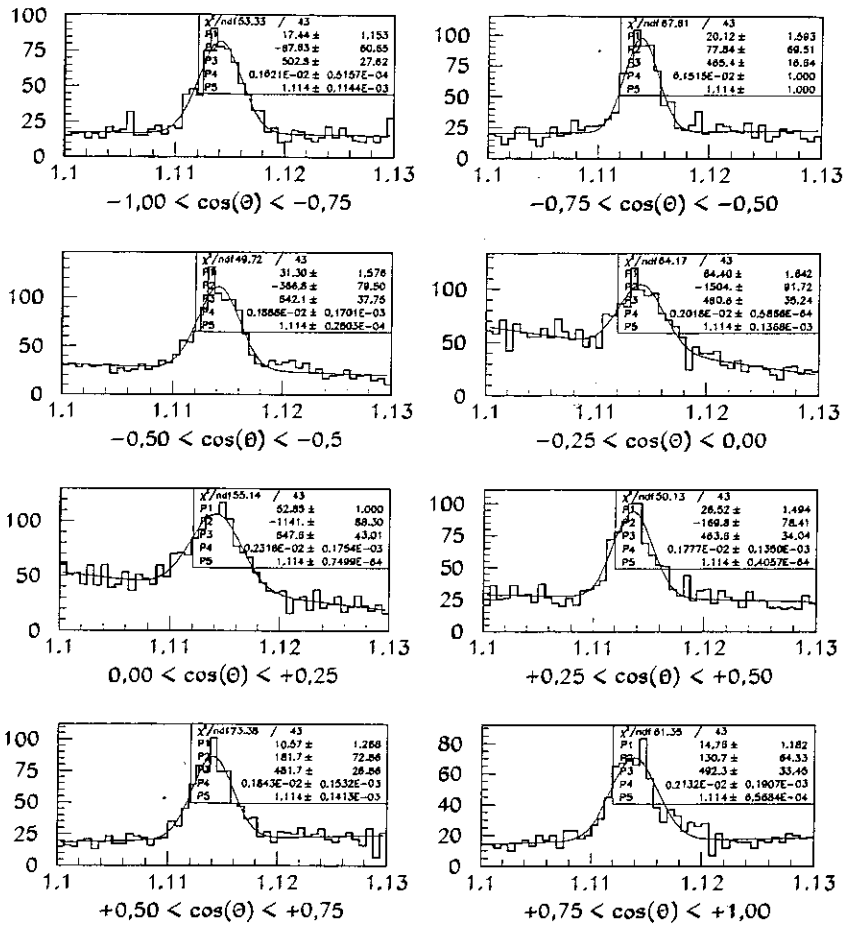


Figura 4.22: Sinais (número de eventos por intervalo de massa reconstruída $p\pi$ (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 no intervalo $-0,12 < x_F < -0,08$ para feixe de K^- no lado direito do espectrômetro ($p_x < 0$).

2003/08/28 14.33

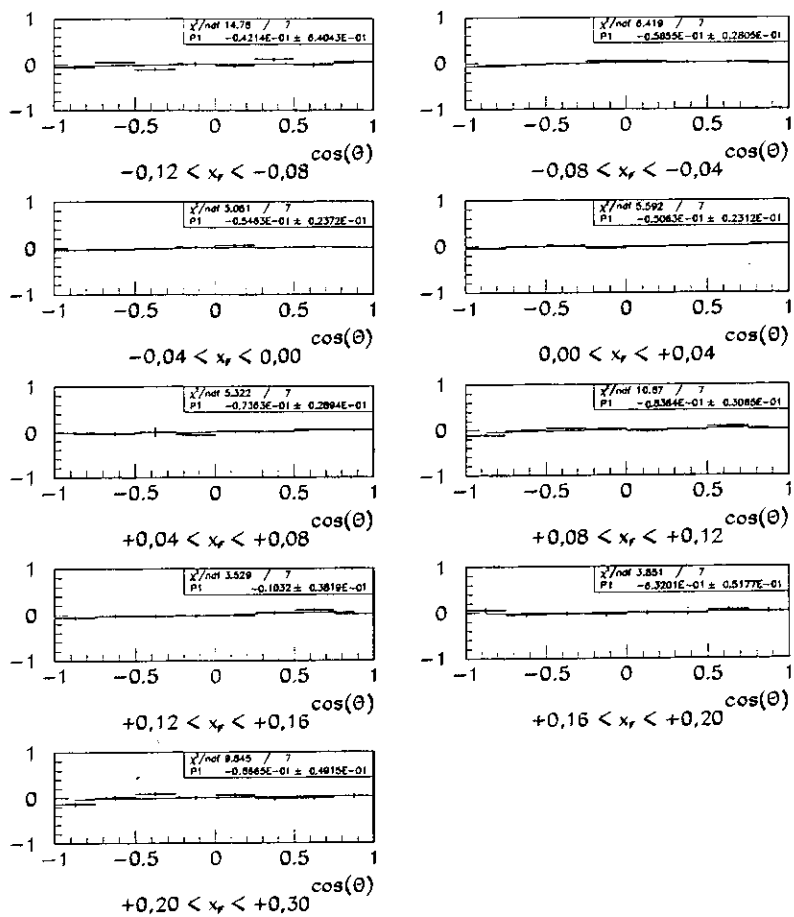


Figura 4.23: Ajuste da distribuição angular dos prótons para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- .

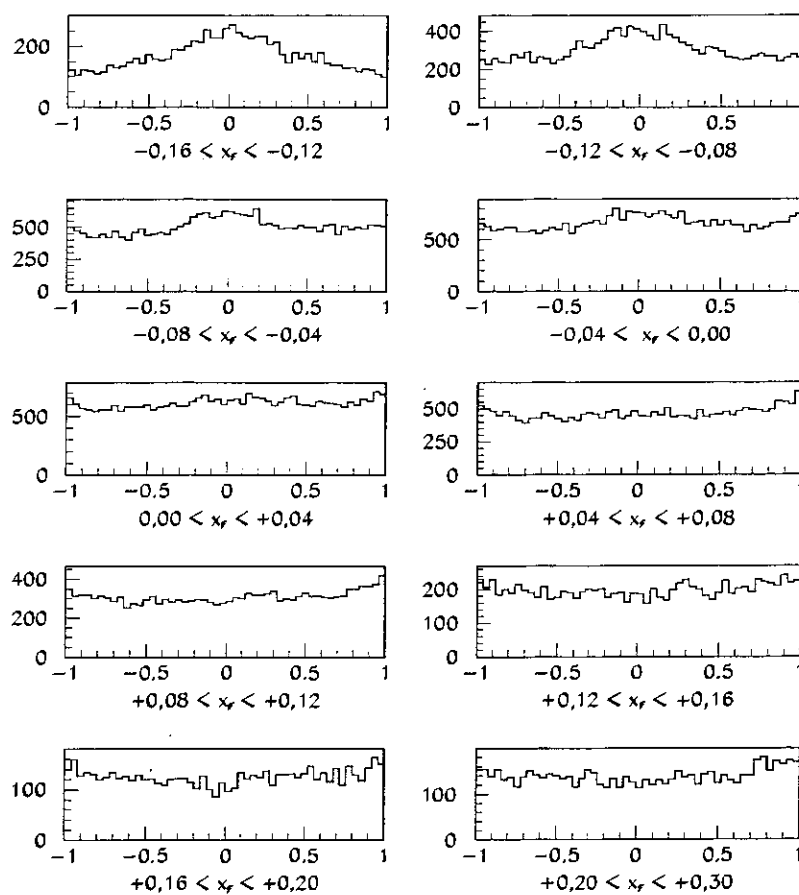


Figura 4.24: Distribuição de $\cos(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado esquerdo do espectrômetro.

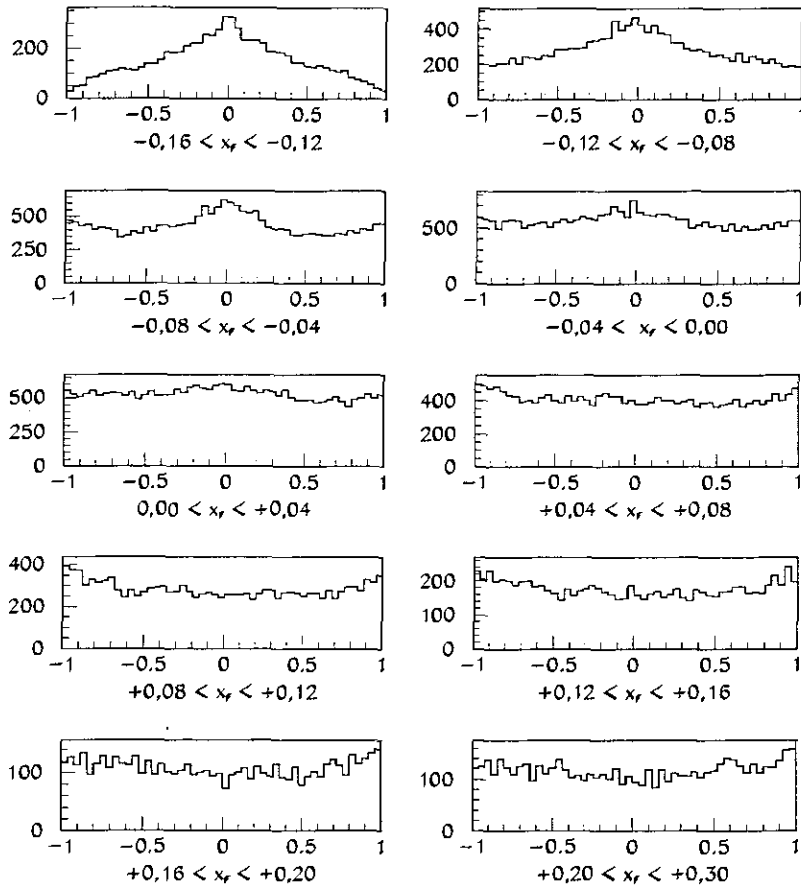


Figura 4.25: Distribuição de $\cos(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado direito do espectrômetro.

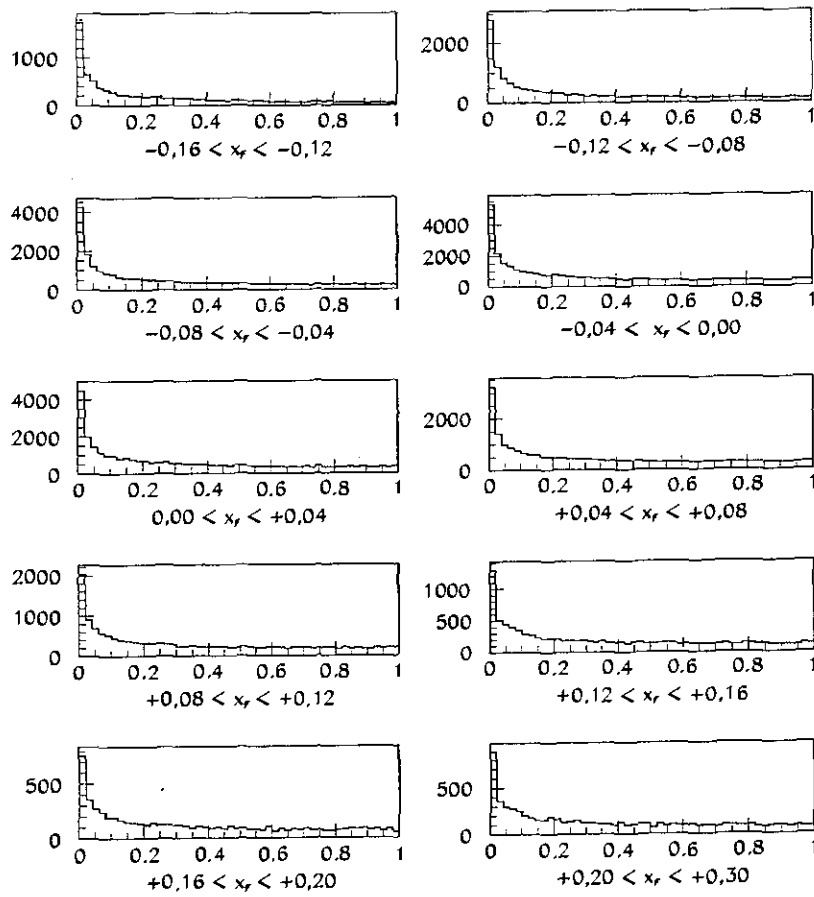


Figura 4.26: Distribuição de $\cos^2(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado esquerdo do espectrômetro.

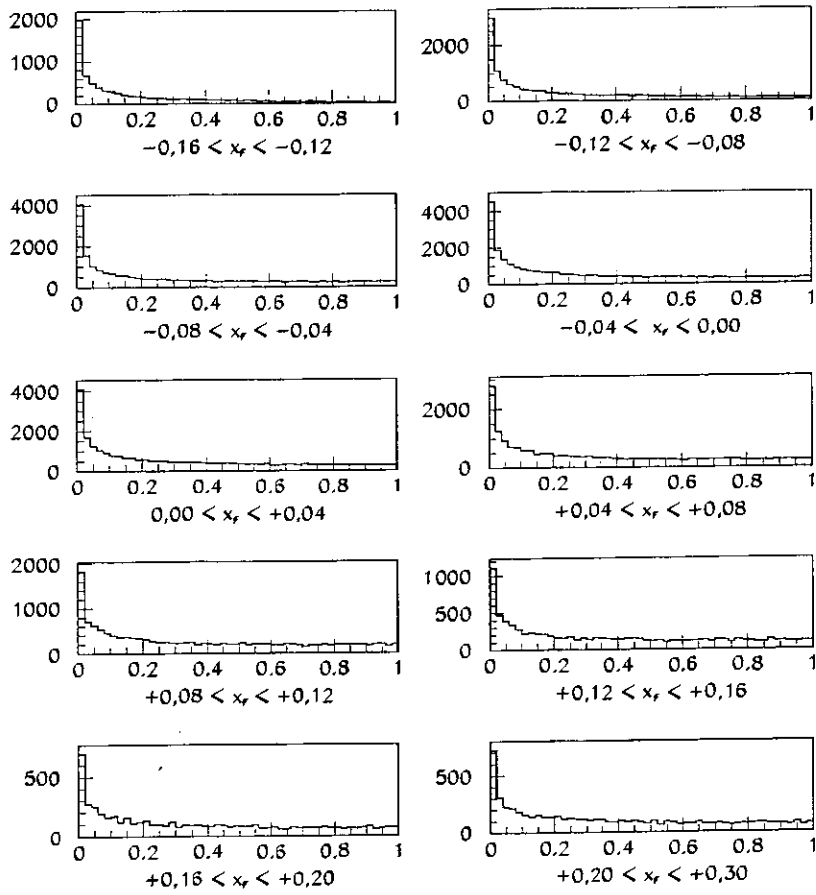


Figura 4.27: Distribuição de $\cos^2(\theta)$ para Λ^0 produzidos pelo feixe de K^- no lado direito do espectrômetro.

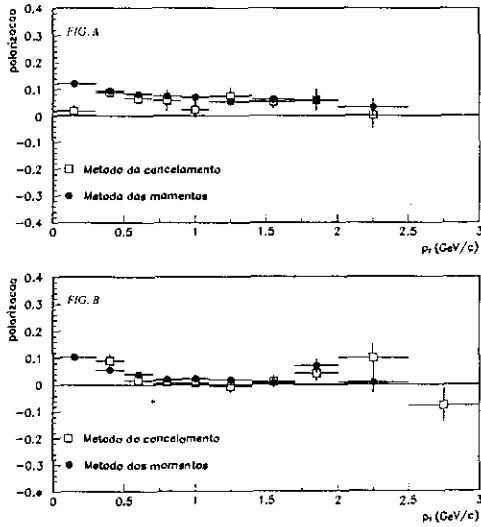


Figura 4.28: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de π^- em função de p_T no intervalo $0, 0 < x_F < 0, 4$.

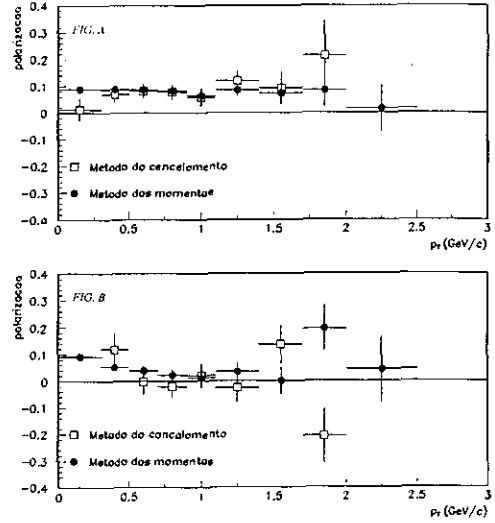


Figura 4.30: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de p_T no intervalo $0, 0 < x_F < 0, 4$.

2003/08/28 13.33

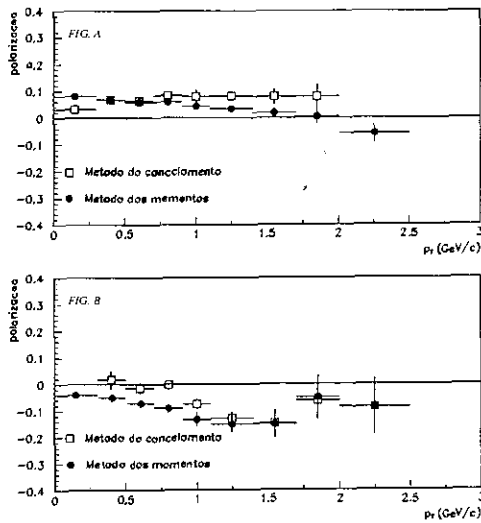


Figura 4.29: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de π^- em função de p_T no intervalo $-0, 4 < x_F < 0, 0$.

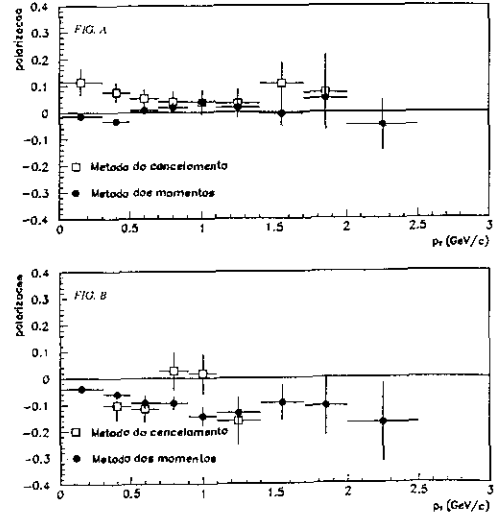


Figura 4.31: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de p_T no intervalo $-0, 4 < x_F < 0, 0$.

2003/06/24 15:57

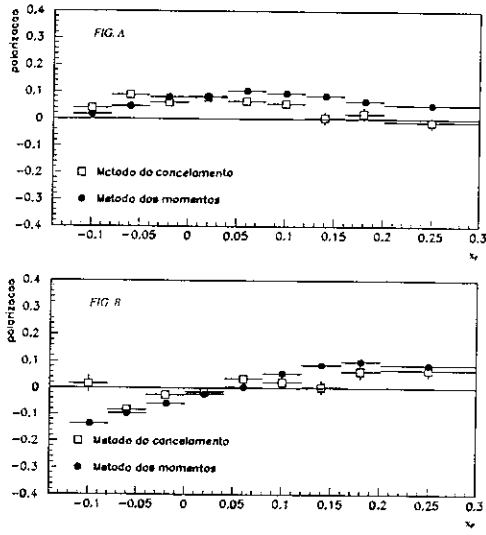


Figura 4.32: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo o feixe de π^- em função de x_F .

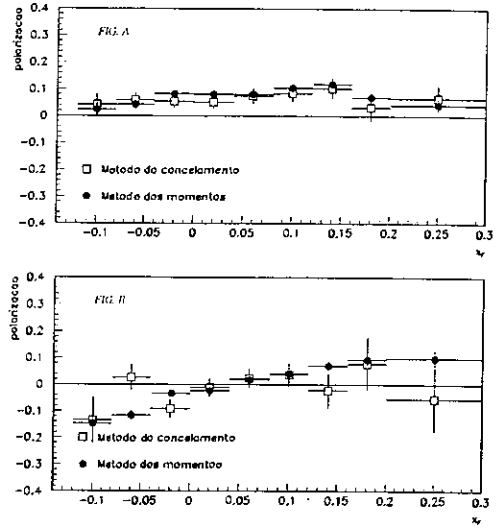


Figura 4.33: Polarização de Λ^0 (a) e $\bar{\Lambda}^0$ (b) produzidos pelo feixe de K^- em função de x_F .

Feixe	Intervalo de x_F	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$-0,12 < x_F < -0,08$	$+0,04 \pm 0,02$	$+0,02 \pm 0,01$
	$-0,08 < x_F < -0,04$	$+0,09 \pm 0,01$	$+0,05 \pm 0,01$
	$-0,04 < x_F < 0,00$	$+0,06 \pm 0,01$	$+0,08 \pm 0,01$
	$0,00 < x_F < +0,04$	$+0,08 \pm 0,01$	$+0,08 \pm 0,01$
	$+0,04 < x_F < +0,08$	$+0,06 \pm 0,01$	$+0,10 \pm 0,01$
	$+0,08 < x_F < +0,12$	$+0,05 \pm 0,01$	$+0,09 \pm 0,01$
	$+0,12 < x_F < +0,16$	$+0,01 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,01$
	$+0,16 < x_F < +0,20$	$+0,02 \pm 0,02$	$+0,07 \pm 0,01$
K^-	$-0,12 < x_F < -0,08$	$+0,04 \pm 0,04$	$+0,02 \pm 0,03$
	$-0,08 < x_F < -0,04$	$+0,06 \pm 0,03$	$+0,04 \pm 0,01$
	$-0,04 < x_F < 0,00$	$+0,05 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,01$
	$0,00 < x_F < +0,04$	$+0,05 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,01$
	$+0,04 < x_F < +0,08$	$+0,07 \pm 0,03$	$+0,08 \pm 0,01$
	$+0,08 < x_F < +0,12$	$+0,08 \pm 0,03$	$+0,10 \pm 0,01$
	$+0,12 < x_F < +0,16$	$+0,10 \pm 0,04$	$+0,12 \pm 0,01$
	$+0,16 < x_F < +0,20$	$+0,03 \pm 0,05$	$+0,07 \pm 0,02$
	$+0,20 < x_F < +0,30$	$-0,07 \pm 0,05$	$+0,04 \pm 0,02$

Tabela 4.8: Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de x_F .

Feixe	Intervalo de x_F	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$-0,12 < x_F < -0,08$	$+0,02 \pm 0,03$	$-0,13 \pm 0,01$
	$-0,08 < x_F < -0,04$	$-0,08 \pm 0,02$	$-0,10 \pm 0,01$
	$-0,04 < x_F < 0,00$	$-0,03 \pm 0,01$	$-0,06 \pm 0,01$
	$0,00 < x_F < +0,04$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,01$
	$+0,04 < x_F < +0,08$	$+0,04 \pm 0,01$	$+0,00 \pm 0,01$
	$+0,08 < x_F < +0,12$	$+0,02 \pm 0,02$	$+0,05 \pm 0,01$
	$+0,12 < x_F < +0,16$	$+0,00 \pm 0,03$	$+0,09 \pm 0,01$
	$+0,16 < x_F < +0,20$	$+0,06 \pm 0,03$	$+0,10 \pm 0,01$
K^-	$-0,12 < x_F < -0,08$	$-0,13 \pm 0,09$	$-0,15 \pm 0,03$
	$-0,08 < x_F < -0,04$	$+0,03 \pm 0,05$	$-0,12 \pm 0,02$
	$-0,04 < x_F < 0,00$	$-0,09 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,01$
	$0,00 < x_F < +0,04$	$-0,01 \pm 0,03$	$-0,02 \pm 0,01$
	$+0,04 < x_F < +0,08$	$+0,02 \pm 0,04$	$+0,02 \pm 0,01$
	$+0,08 < x_F < +0,12$	$+0,04 \pm 0,04$	$+0,04 \pm 0,01$
	$+0,12 < x_F < +0,16$	$-0,02 \pm 0,06$	$+0,07 \pm 0,02$
	$+0,16 < x_F < +0,20$	$+0,08 \pm 0,10$	$+0,09 \pm 0,02$
	$+0,20 < x_F < +0,30$	$-0,05 \pm 0,12$	$+0,10 \pm 0,03$

Tabela 4.9: Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de x_F .

Feixe	Intervalo de p_T	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,02 \pm 0,20$	$+0,12 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$+0,09 \pm 0,13$	$+0,09 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$+0,06 \pm 0,13$	$+0,08 \pm 0,01$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,06 \pm 0,40$	$+0,07 \pm 0,01$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,02 \pm 0,30$	$+0,07 \pm 0,01$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,07 \pm 0,35$	$+0,05 \pm 0,01$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$+0,05 \pm 0,24$	$+0,06 \pm 0,01$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$+0,06 \pm 0,40$	$+0,06 \pm 0,02$
K^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,01 \pm 0,04$	$+0,09 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$+0,07 \pm 0,03$	$+0,09 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$+0,08 \pm 0,03$	$+0,09 \pm 0,01$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,08 \pm 0,03$	$+0,08 \pm 0,01$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,06 \pm 0,03$	$+0,07 \pm 0,02$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,12 \pm 0,04$	$+0,08 \pm 0,02$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$+0,09 \pm 0,06$	$+0,07 \pm 0,04$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$+0,21 \pm 0,13$	$+0,08 \pm 0,06$
	$2,0 < p_T \leq 2,5$	$0,01 \pm 0,50$	$+0,03 \pm 0,03$

Tabela 4.10: Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($0,0 < x_F < 0,4$).

Feixe	Intervalo de p_T	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,12 \pm 0,01$	$+0,10 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$+0,09 \pm 0,01$	$+0,06 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$+0,08 \pm 0,01$	$+0,04 \pm 0,01$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,07 \pm 0,01$	$+0,02 \pm 0,01$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,07 \pm 0,01$	$+0,02 \pm 0,01$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,05 \pm 0,01$	$+0,02 \pm 0,01$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$+0,06 \pm 0,01$	$+0,01 \pm 0,02$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$+0,06 \pm 0,02$	$+0,07 \pm 0,02$
K^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,12 \pm 0,06$	$+0,09 \pm 0,02$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$-0,02 \pm 0,05$	$+0,05 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$-0,02 \pm 0,04$	$+0,04 \pm 0,02$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,02 \pm 0,05$	$+0,02 \pm 0,02$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$-0,02 \pm 0,06$	$+0,01 \pm 0,03$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,13 \pm 0,07$	$+0,03 \pm 0,03$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$-0,21 \pm 0,10$	$+0,01 \pm 0,05$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$		$+0,02 \pm 0,09$
	$2,0 < p_T \leq 2,5$		$+0,04 \pm 0,12$

Tabela 4.11: Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($0,0 < x_F < 0,4$).

Feixe	Intervalo de p_T	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,03 \pm 0,02$	$+0,08 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$+0,07 \pm 0,01$	$+0,06 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$+0,06 \pm 0,01$	$+0,06 \pm 0,01$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,08 \pm 0,01$	$+0,06 \pm 0,01$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,08 \pm 0,02$	$+0,04 \pm 0,01$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,08 \pm 0,02$	$+0,03 \pm 0,01$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$+0,08 \pm 0,03$	$+0,02 \pm 0,02$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$0,08 \pm 0,04$	$+0,00 \pm 0,03$
K^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,11 \pm 0,05$	$-0,01 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$+0,08 \pm 0,04$	$-0,03 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$+0,05 \pm 0,03$	$+0,01 \pm 0,02$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,04 \pm 0,04$	$+0,02 \pm 0,02$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,04 \pm 0,05$	$+0,04 \pm 0,02$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$+0,03 \pm 0,05$	$+0,02 \pm 0,03$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$+0,11 \pm 0,08$	$-0,01 \pm 0,04$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$+0,07 \pm 0,14$	$+0,05 \pm 0,07$
	$2,0 < p_T \leq 2,5$		$-0,05 \pm 0,09$

Tabela 4.12: Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($-0,4 < x_F < 0,0$).

Feixe	Intervalo de p_T	Polarização	
		Método do Cancelamento	Método dos Momentos
π^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$	$+0,02 \pm 0,03$	$-0,04 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$-0,01 \pm 0,02$	$-0,05 \pm 0,01$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$-0,35 \pm 0,02$	$-0,07 \pm 0,01$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$-0,07 \pm 0,02$	$-0,01 \pm 0,02$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$-0,01 \pm 0,02$	$-0,13 \pm 0,03$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$-0,15 \pm 0,03$	$-0,15 \pm 0,03$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$	$-0,06 \pm 0,05$	$-0,15 \pm 0,05$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$	$-0,09 \pm 0,08$	$-0,50 \pm 0,08$
K^-	$0,0 < p_T \leq 0,3$		$-0,04 \pm 0,01$
	$0,3 < p_T \leq 0,5$	$-0,10 \pm 0,05$	$-0,06 \pm 0,02$
	$0,5 < p_T \leq 0,7$	$-0,11 \pm 0,05$	$-0,09 \pm 0,02$
	$0,7 < p_T \leq 0,9$	$+0,03 \pm 0,07$	$-0,09 \pm 0,03$
	$0,9 < p_T \leq 1,1$	$+0,02 \pm 0,08$	$-0,14 \pm 0,04$
	$1,1 < p_T \leq 1,4$	$-0,16 \pm 0,09$	$-0,13 \pm 0,04$
	$1,4 < p_T \leq 1,7$		$-0,09 \pm 0,07$
	$1,7 < p_T \leq 2,0$		$-0,11 \pm 0,11$
	$2,0 < p_T \leq 2,5$		$-0,17 \pm 0,15$

Tabela 4.13: Polarização de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos pelo feixe negativo em função de p_T ($-0,4 < x_F < 0,0$).

4.5.2 Feixe positivo

A baixa estatística da amostra de dados proveniente da tomada de dados com feixe positivo prejudica o cálculo das polarizações pois os sinais resultantes após todas as etapas descritas em 4.5.1 resultam em poucos sinais que satisfazem o critério de 3σ . Como parte de nosso estudo dividimos a amostra em apenas quatro intervalos de $\cos(\theta)$, como descrito na tabela 4.14.

1	$-1,00 < \cos(\theta) \leq -0,50$
2	$-0,50 < \cos(\theta) \leq 0,00$
3	$0,00 < \cos(\theta) \leq 0,50$
4	$0,50 < \cos(\theta) \leq 1,00$

Tabela 4.14: Intervalos de $\cos(\theta)$ para feixe positivo.

Utilizando o método do cancelamento, obtemos as polarizações mostradas na figura 4.34 e na tabela 4.15 em função de x_F apenas. Não obtivemos sinais significantes em função de p_T e para $\bar{\Lambda}^0$.

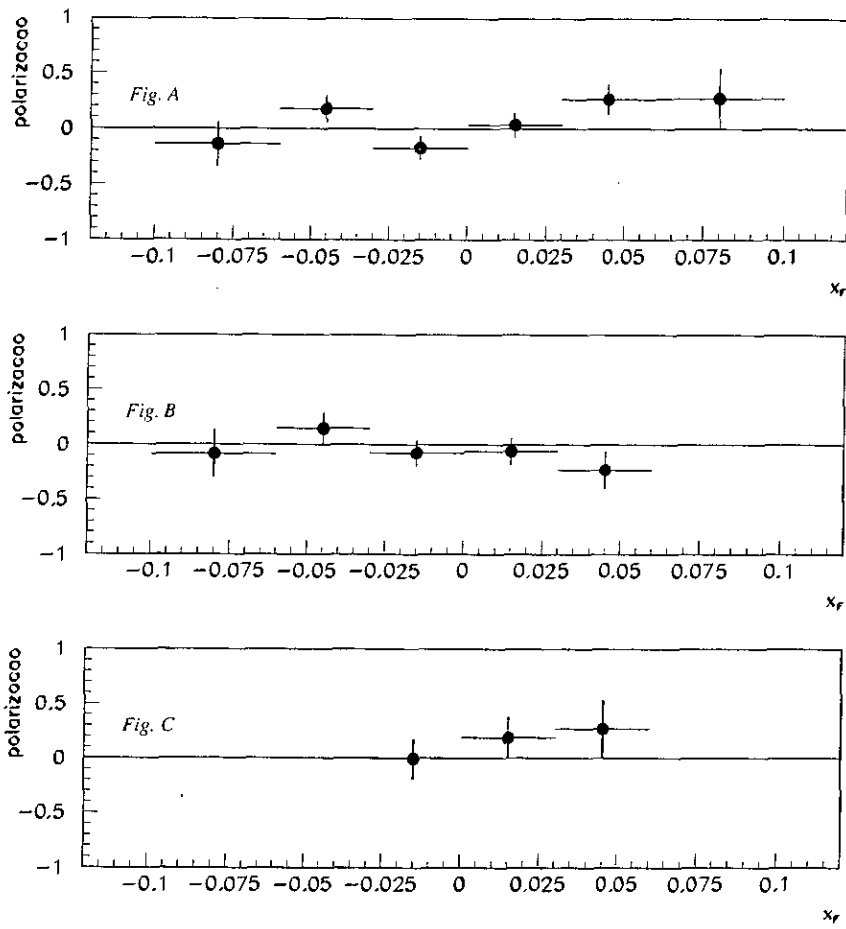


Figura 4.34: Polarização de Λ^0 produzidos pelo o feixe de prótons (a), π^+ (b) e K^+ (c) em função de x_F .

Feixe	Intervalo de x_F	Polarização Método do Cancelamento
prótons	$-0,10 \leq x_F < -0,06$	$-0,14 \pm 0,20$
	$-0,06 \leq x_F < -0,03$	$+0,18 \pm 0,12$
	$-0,03 \leq x_F < 0,00$	$-0,17 \pm 0,10$
	$0,00 \leq x_F < +0,03$	$+0,03 \pm 0,11$
	$+0,03 \leq x_F < +0,06$	$+0,27 \pm 0,14$
	$+0,06 \leq x_F < +0,10$	$+0,27 \pm 0,28$
π^+	$-0,10 \leq x_F < -0,06$	$-0,08 \pm 0,22$
	$-0,06 \leq x_F < -0,03$	$+0,15 \pm 0,14$
	$-0,03 \leq x_F < 0,00$	$-0,08 \pm 0,12$
	$0,00 \leq x_F < +0,03$	$-0,06 \pm 0,12$
	$+0,03 \leq x_F < +0,06$	$-0,23 \pm 0,17$
K^+	$-0,03 \leq x_F < 0,00$	$-0,00 \pm 0,19$
	$0,00 \leq x_F < +0,03$	$+0,19 \pm 0,9$
	$+0,03 \leq x_F < +0,06$	$+0,7 \pm 0,7$

Tabela 4.15: Polarização de Λ^0 produzidos pelo feixe positivo em função de x_F .

Capítulo 5

Conclusões

Utilizando dados do experimento E769 realizamos uma análise da polarização, em função de x_F e p_T , do híperon Λ^0 e sua antipartícula $\bar{\Lambda}^0$ produzidos em interações π^\pm , K^\pm e prótons - Nucleon a 250 GeV/c.

Este estudo abrange a região central de x_F e uma região de $p_T < 3,0$ GeV/c pouco explorada até o momento. Esta análise aumenta a massa de dados experimentais disponíveis. Os resultados obtidos nesta tese podem ser resumidos como:

1. Utilizando dados do experimento E769 estimamos a polarização dos híperons Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos em colisões π^\pm, K^\pm e prótons - Nucleon a 250 GeV/c;
2. Utilizamos dois métodos diferentes para estimar a polarização: o método dos momentos e o método do cancelamento ou *Bias canceling Method*;
3. As polarizações obtidas para o feixe negativo, pelos dois métodos, são consistentes, como podemos observar nas figuras 4.28 a 4.33 e tabelas 4.8 a 4.13;
4. O método do cancelamento diminui muito a estatística pois requer que cada intervalo de x_F e p_T seja dividido em diferentes intervalos de $\cos(\theta)$;

5. As polarizações do Λ^0 obtidas para o feixe positivo em função de x_F são consistentes com zero;
6. Não foi possível estimar a polarização do Λ^0 em função de p_T e do $\bar{\Lambda}^0$ em função de p_T e x_F para o feixe positivo devido a baixa estatística;
7. Nossos resultados são preliminares mas estão consistentes com resultados obtidos por outros experimentos onde existem dados similares [8].

Como continuação ao nosso trabalho é preciso desenvolver os seguintes itens:

1. Estimar os erros sistemáticos como, por exemplo, os devidos à contaminação de K_S^0 e à contaminação do feixe;
2. Estudar os efeitos de ruído de fundo nos resultados obtidos com o método dos momentos. Resultados preliminares mostram que a distribuição de $\cos(\theta)$ não é uniforme e possui uma estrutura que pode afetar a medida da polarização, principalmente na região de $x_F > 0$ (ver figuras 5.1 e 5.2);
3. Estimar a resolução na medida do $\cos(\theta)$ e sua influência sobre a medida da polarização;
4. Selecionar a amostra proveniente do feixe positivo da mesma forma que foi selecionado para o feixe negativo. Desta maneira poderemos obter uma amostra com maior estatística;
5. Comparar nossos resultados com modelos fenomenológicos.

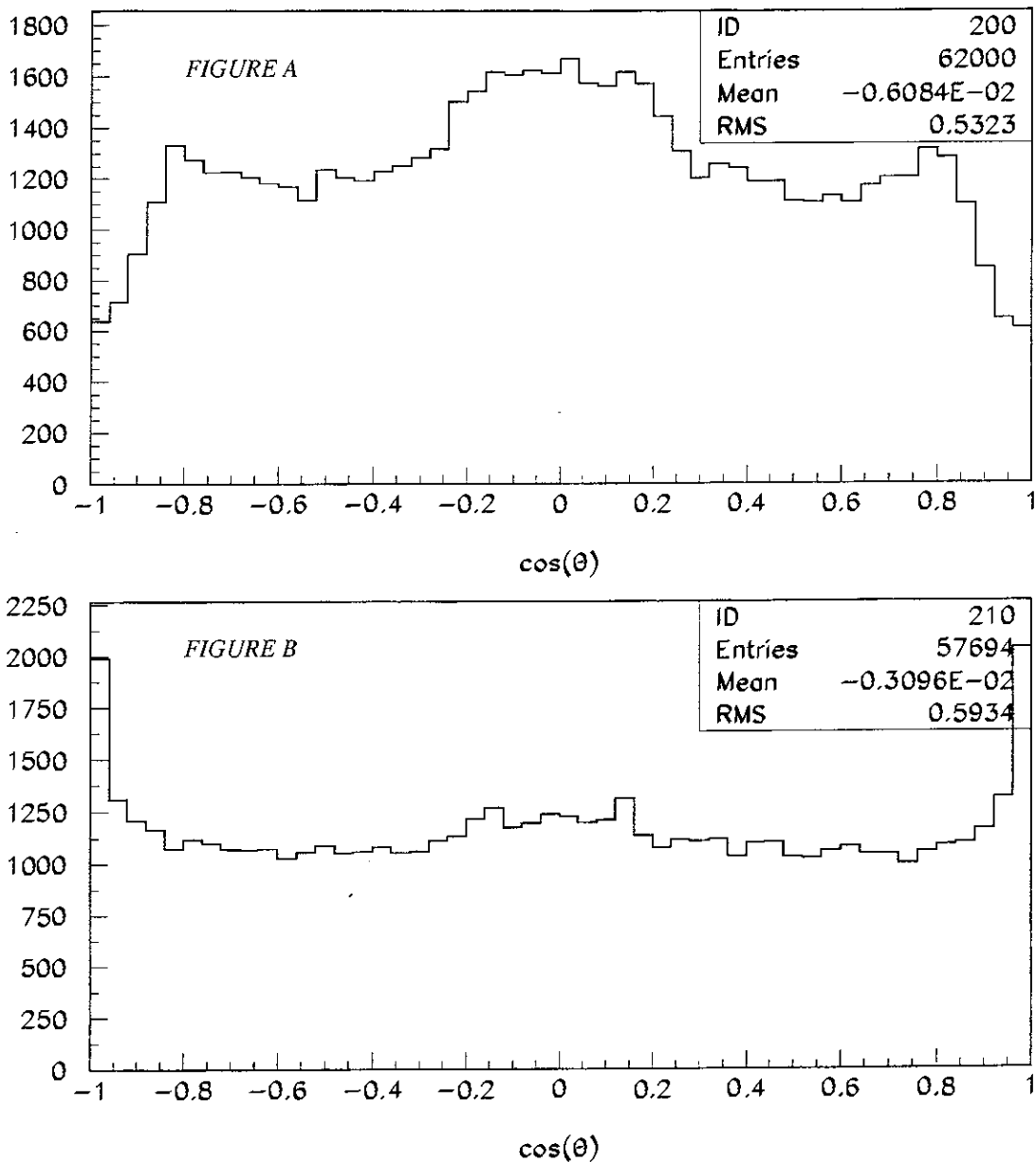


Figura 5.1: Distribuição de $\cos(\theta)$ na região de ruído de fundo ($0, 0 < x_F < 0, 16$). A) Massa reconstruída $p\pi < 1,103 GeV/c^2$. B) Massa reconstruída $p\pi > 1,127 GeV/c^2$

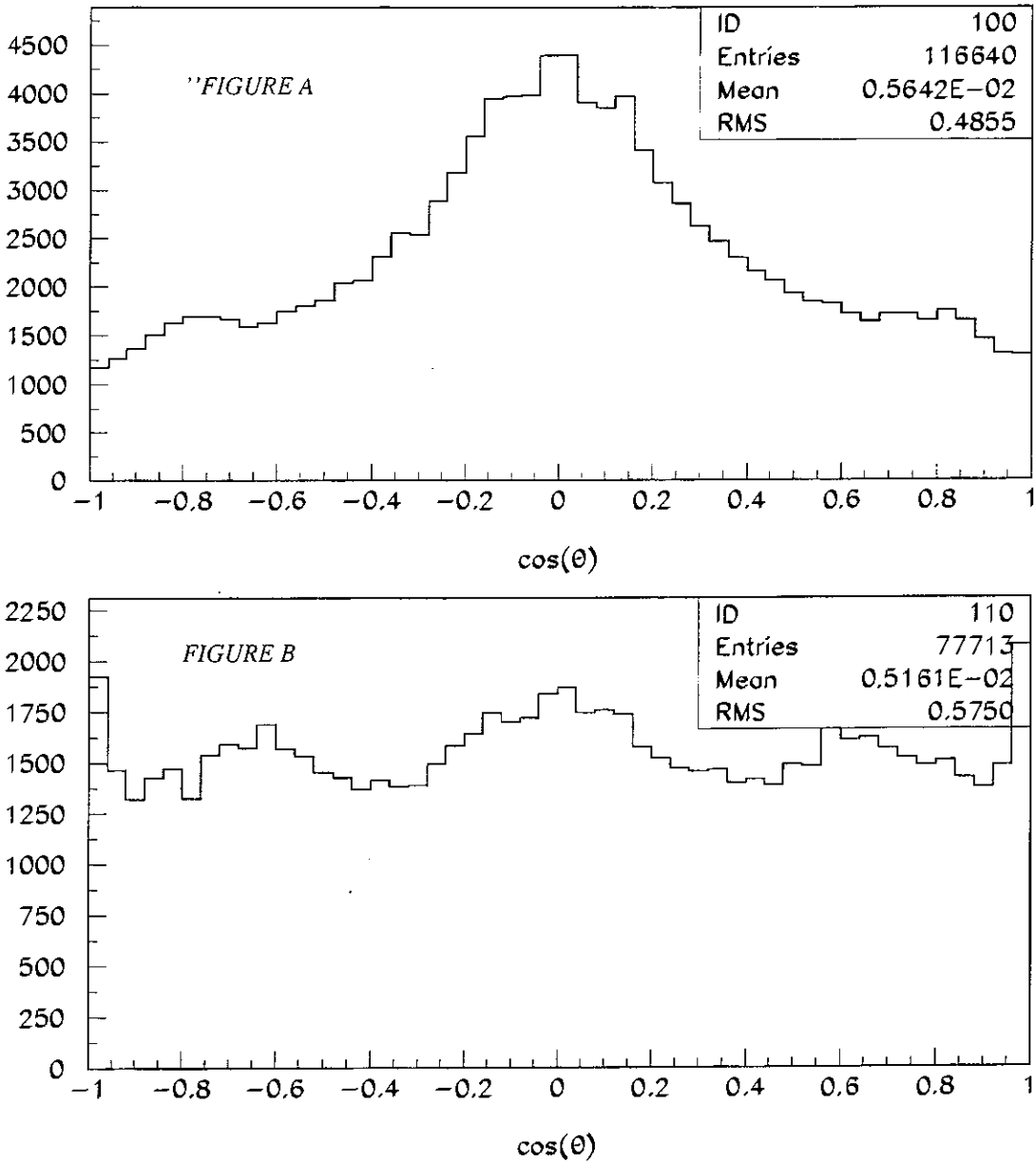


Figura 5.2: Distribuição de $\cos(\theta)$ na região de ruído de fundo ($-0,16 < x_F < 0,0$). A) Massa reconstruída $p\pi < 1,103 \text{ GeV}/c^2$. B) Massa reconstruída $p\pi > 1,127 \text{ GeV}/c^2$

Referências

- [1] Halzen, F. and Martin, A.D., “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley and Sons, Inc. Singapore, (1984).
- [2] Perkins, D.H., “Introduction to High Energy Physics”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., (1982).
- [3] Okun, L.B., “Leptons and Quarks”, North-Holland Publishing company. Amsterdam, (1982).
- [4] Particle Data Group, J.J. Hernández, *et al.*, Phys. Rev. D45 (2000).
- [5] G. Bunce, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1113.
- [6] G.L. Kane, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1689.
- [7] A.M. Pineda, “Medida de la polarizacion y momento magnetico de los hiperones Σ^+ y Σ^- ”, Tese de doutorado, CINVESTAV, México, (1992).
- [8] A.D. Panagiotou, Int. J. Mod. Phys. A 5 (1990) 1197.
- [9] J. Felix, Mod. Phys. Lett. A 14 (1999) 827.

- [10] S.M. Troshin and N.E. Tyurin “Challenge of Hyperon polarization”, hep-ph/0201267 v1 (2002).
- [11] J.R.P Mahon, “Some phenomenological aspects of hyperon polarization and a brief discussion of possible CP non-invariance in hyperon decays”, (Notas internas da colaboração E761), H-note 474 (1991).
- [12] V.W. Hughes, *et al.*, Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons, Basel, Switzerland (1960).
- [13] B.E. Bonner, *et al.*, Phys. Rev. D 38 (1988) 729.
- [14] K. Heller, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 607.
- [15] B. Andersson, *et al.*, Phys. Lett. B85 (1979) 417.
- [16] T. DeGrand, *et al.*, Phys. Rev. D 24 (1981) 2419.
- [17] J. Szwed, *et al.*, Phys. Lett. B 105 (1981) 403.
- [18] P. Sherwood, Univ. Calif. Los Angeles (1989).
- [19] A.M Smith, *et al.*, Phys. Lett. B 185 (1987) 209.
- [20] T. DeGrand and H.I. Miettinen, Phys. Rev. D 23 (1981) 1227; and Phys. Rev. D 24 (1981) 2419.
- [21] K. Heller, Proceedings of the Inter. Conf. on High Energy Physics, Madison (1980).
- [22] K. Heller, *et al.*, Phys. Lett. B 68 (1977) 480.

- [23] P. Skubic, *et al.*, Phys. Rev. D 18 (1978) 3115.
- [24] F. Lomanno, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1905.
- [25] F. Lomanno, *et al.*, Phys. Lett., B 96 (1980) 223.
- [26] S.A. Gourlay, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2244.
- [27] F. Abe, *et al.*, Phys. Rev. D 34 (1986) 1950.
- [28] B. Lundberg, *et al.*, Phys. Rev. D 40 (1989) 3557.
- [29] C. Dukes, *et al.*, Phys. Lett. B 193 (1987) 135.
- [30] K. Heller, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2025.
- [31] M.L. Faccini, *et al.*, Z. Phys. C1 (1979) 19.
- [32] J. Felix, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 22.
- [33] M. Benot, J. Litt, and R. Meunier, Nucl. Instrum. Meth. 105 (1972) 431.
- [34] D. Errede, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 309 (1991) 386.
- [35] P. Karchin, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. sci. 32 (1985) 612.
- [36] P. Karchin, *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 7B (1989) 60.
- [37] D. Bartlett, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 260 (1987) 55.
- [38] J. Appel, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 243 (1986) 361.
- [39] V. Bharadwaj, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. 155 (1978) 411.

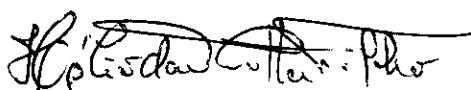
- [40] V. Bharadwaj, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A 228 (1985) 283.
- [41] D. Summers, Nucl. Instrum. Meth. A 228 (1985) 290.
- [42] R. Fernow, “Introduction to Experimental Particle physics”, Cambridge University Press.
- [43] G.A. Alves, *et al.*, (E769 Collaboration), Phys. Lett. B 559 (2003) 179.
- [44] M.S. Nicola, “Assimetria na produção de $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ em colisões π^\pm, K^\pm, p -nucleon a 250 GeV/c”, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisa Físicas, Brasil (2001).
- [45] J. Appel, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 42 (1992) 367.
- [46] C. Gay, and S. Bracker, IEEE Trans. Nucl. Sci. 34 (1987) 870; S. Hansen, D. Graupman, S. Bracker and S. Wickert, IEEE Trans. Nucl. Sci. 34 (1987) 1003.
- [47] G.A. Alves, *et al.*, (E769 Colaboration), Phys. Rev. D 69 (1992) 3147.
- [48] H. da Motta, “Produção de mésons D^\pm em Colisões K^+ -Nucleon a 250 GeV” Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Brasil, (1993).
- [49] S. Menary, “A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons”, Tese de Mestrado, University of Toronto, (1986).
- [50] C. Stoughton and D. Summers, Comput. Phys. 6 (1992) 371.
- [51] J. Astorga, “A cross section measurement of charm hyperons Ξ_c^+ and Ξ_c^0 in 250 GeV p/K/ π -nucleon interactions”, Tese de Doutorado, Tufts University (1995).

- [52] D. Passmore, “Search for $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi$ using $\Lambda_c \rightarrow \Sigma \pi \pi$ in 250 GeV π^- -Nucleon Interactions”, Tese de Doutorado, Tufts University (1995).
- [53] T. Sjöstrand, “The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics — JETSET version 6.2”, Computer Phys. Comm. 39 (1986) 347.
- [54] M. Bengtsson and T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 46 (1987) 43.
- [55] H. da Motta and A.M. Souza, “A pinacotheca of Λ^0 polarization plots at experiment E769”, memorando interno da colaboração E769, (2003).

“ESTUDO DA POLARIZAÇÃO DE Λ^0 E $\bar{\Lambda}^0$ EM COLISÕES π^\pm , K^\pm E p-NUCLEON A 250GeV/c”

Alexandre Martins de Souza

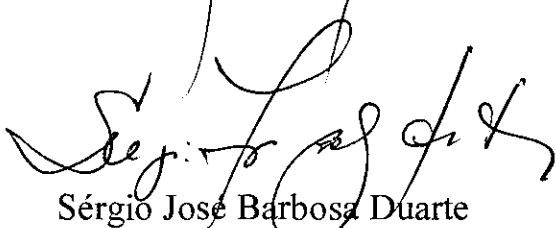
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Ministério da Ciência e Tecnologia fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



Hélio da Motta Filho - Presidente



José Roberto Pinheiro Mahon



Sérgio José Barbosa Duarte



Francisco Caruso Neto - Suplente

Rio de Janeiro, 29 de outubro de 2003