UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo dos estados excitados Σ_c e Σ_c^*
produzidos hadronicamente

SBI-IFUSP

305M810T3461

Monique Srivastava

*Tese apresentada ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo
para a obtenção do título de
Doutor em Ciências*

Orientador: Prof. Dr. Carlos O. Escobar

Banca examinadora:

Prof. Dr. Carlos O. Escobar (Instituto de Física-UNICAMP)

Prof^a. Dr^a. Miriam Gandelman (UFRJ)

Prof. Dr. Roberto Covelan (UNICAMP)

Prof. Dr. Rogério Rosenfeld (IFT)

Prof^a. Dr^a. Renata Zukanovich (IFUSP)

Prof. Dr. Rogério Rosenfeld
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

São Paulo
2000

539.721
S7742
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e
Informação
do Instituto de Física da Universidade de São
Paulo

Srivastava, Monique Kam'la Moura

Estudo dos Estados Excitados Σ_c e Σ_c^*
produzidos
Hadronicamente. São Paulo, 2000

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar
Área de Concentração: Física das Partículas
Elementares

Unitermos: 1. Estudos Excitados;
2. Hadrons; 3. Partículas Elementares.

USP/IF/SBI-003/2001

Dedico esta tese à minha
filha Camila que tanto amo.

Agradecimentos

Ao meu marido Ricardo que sempre me apoiou não me deixando desistir deste trabalho, me incentivando para que esta tese fosse levada até o fim. Sem o seu companherismo este trabalho não poderia ser realizado.

À minha família, meus pais e irmãos que sempre estiveram prontos a me ajudar. Em especial à minha mãe que com certeza sem sua ajuda eu não poderia ter continuado com este trabalho.

Ao Prof. Carlos Escobar pela orientação nestes anos todos e por ter me concedido a oportunidade de trabalhar neste projeto. Seu apoio constante e sua motivação foram fundamentais para a realização deste trabalho e sua dedicação à Física é um exemplo a ser seguindo.

Ao Peter Cooper por ter me ensinado muito sobre física de partículas. Apreendi muito trabalhando com ele, e certamente suas idéias foram muito importantes para a realização desta tese. Além disso, sua motivação e seu espírito lutador foram uma lição para mim.

Ao James Russ por ter proporcionado condições para meu trabalho na experiência.

A Fernanda, pela amizade, companhia e ajuda constante nestes anos. Ao Phillipe pela ajuda e amizade. Aos colegas Thais, Luiz, Kolya, Ricardo, Soon, Aharon, Mark e Mithat pelo prazer de conviver e colaborar com eles.

Aos membros da colaboração pelo agradável ambiente de trabalho.

À Fapesp pelo apoio financeiro.

Abstract

The experiment E781/SELEX collected a total of 1 billion charm trigger events on tape using a 600 GeV/c Σ^-/π^- and a 500 GeV/c proton secondary beams, both from the 800 GeV/c proton beam delivered by the Fermilab Tevatron. Those beams reached the copper and carbon targets. The main goal was to study charm hadron production and decays.

This work is dedicated to study the $\Sigma_c^{++/0}(2455) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ e $\Sigma_c^{(++)*}(2520) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ states from the E781 data obtained from December 1996 to September 1997.

We obtained the mass and width values for the Σ_c and Σ_c^* bárions as: $M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+} = 167.5 \pm 0.5 \pm 0.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^0} - M_{\Lambda_c^+} = 167.9 \pm 0.7 \pm 1.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{++*}} - M_{\Lambda_c^+} = 237.4 \pm 4.9 \pm 3.1 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{0*}} - M_{\Lambda_c^+} = 232.6 \pm 1.7 \pm 1.3 \text{ MeV}/c^2$, $W_{\Sigma_c^{++}} = 16.2 \pm 7.8 \pm 5.5 \text{ MeV}$ e $W_{\Sigma_c^{0*}} = 9.1 \pm 6.0 \pm 6.2 \text{ MeV}$.

We also studied the hadroproduction for those states, measuring the parameter that characterizes the x_f distribution. The values obtained are: $n_{\Sigma_c^{++}} = 2.57 \pm 0.57 \pm 0.45$, $n_{\Sigma_c^0} = 1.37 \pm 0.27 \pm 0.43$, $n_{\Sigma_c^{++*}} = 2.13 \pm 0.26 \pm 0.61$, $n_{\Sigma_c^{0*}} = 2.05 \pm 0.35 \pm 0.80$.

Resumo

A experiência E781/SELEX acumulou um total de 1 bilhão de eventos de trigger charmoso em fita utilizando um feixe secundário de Σ^-/π^- de 600 GeV/c e um de próton de 500 GeV/c, ambos a partir do feixe de prótons de 800 GeV/c gerado pelo Tevatron no Fermilab. Aqueles incidiram em alvos de cobre e carbono com o objetivo de estudar a produção e o decaimento de estados charmosos.

Neste trabalho estudamos os estados $\Sigma_c^{++/0}(2455) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ e $\Sigma_c^{(++)*}(2520) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ a partir dos dados da E781 tomados durante o período de Dezembro de 1996 até Setembro de 1997.

Obtivemos as medidas de massa e largura para dos bárions Σ_c e Σ_c^* com valores: $M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+} = 167.5 \pm 0.5 \pm 0.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^0} - M_{\Lambda_c^+} = 167.9 \pm 0.7 \pm 1.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{++*}} - M_{\Lambda_c^+} = 237.4 \pm 4.9 \pm 3.1 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{0*}} - M_{\Lambda_c^+} = 232.6 \pm 1.7 \pm 1.3 \text{ MeV}/c^2$, $W_{\Sigma_c^{++}} = 16.2 \pm 7.8 \pm 5.5 \text{ MeV}$ e $W_{\Sigma_c^{0*}} = 9.1 \pm 6.0 \pm 6.2 \text{ MeV}$.

Fizemos também o estudo de hadroprodução destes estados medindo o parâmetro que caracteriza a distribuição em x_f . Os valores obtidos são : $n_{\Sigma_c^{++}} = 2.57 \pm 0.57 \pm 0.45$, $n_{\Sigma_c^0} = 1.37 \pm 0.27 \pm 0.43$, $n_{\Sigma_c^{++*}} = 2.13 \pm 0.26 \pm 0.61$, $n_{\Sigma_c^{0*}} = 2.05 \pm 0.35 \pm 0.80$.

Sumário

1	Introdução	1
2	Considerações Teóricas	3
2.1	O Modelo Padrão	3
2.1.1	Os quarks	3
2.1.2	Os léptons	4
2.1.3	Forças de interação	5
2.1.4	Cromodinâmica Quântica - QCD	5
2.1.5	Teoria efetiva do quark pesado - HQET [9]	6
2.2	Física de charme	7
2.2.1	Bárions charmosos	7
2.2.2	Espectroscopia de bárions do tipo Λ_c^+	8
2.2.3	Bárions charmosos excitados	10
2.2.4	Massas	10
2.2.5	Larguras	13
2.3	Hadroprodução de charme	15
2.3.1	O momento longitudinal	16
3	O Experimento SELEX	19
3.1	Objetivos	19
3.2	Descrição do Espectrômetro	20
3.2.1	Espectrômetro do Feixe	22
3.2.1.1	Produção do Feixe Secundário	22

3.2.1.2	Detetor de Radiação de Transição do Feixe - BTRD .	24
3.2.1.3	Detetor de Silício do Feixe -BSSD	25
3.2.2	Espectrômetro do Vértice	26
3.2.2.1	Alvos para Produção de Charme	26
3.2.2.2	Detector de Silício do Vértice - SSD	27
3.2.3	Espectrômetro M1	28
3.2.3.1	Detetor de Silício - LASD	29
3.2.3.2	Detetores de Fios - PWC	29
3.2.3.3	Detetores de Fios - DC	30
3.2.3.4	Calorímetros Eletromagnéticos	31
3.2.4	Espectrômetro M2	31
3.2.4.1	Detetor de Silício - LASD	32
3.2.4.2	Hodoscópios - H1-H2	32
3.2.4.3	Detetores de Fios - PWC	33
3.2.4.4	Detetor de Radiação de Transição de Elétrons - ETRD .	33
3.2.4.5	Detector Čerenkov - RICH	34
3.2.4.6	Detector de Fios - VDC	34
3.2.5	Espectrômetro M3	37
3.3	Trigger	37
3.3.1	Hardware	38
3.3.1.1	Sincronização do Trigger	38
3.3.1.2	Lógica T0	39
3.3.1.3	Lógica T1	39
3.3.1.4	Lógica T2	40
3.3.2	Software	40
3.4	Aquisição de Dados	41
4	Reconstrução dos dados	47
4.1	Reconstrução de traços	47
4.2	Reconstrução dos vértices	48
4.3	A identificação de partículas	51

4.3.0.1	BTRD	51
4.3.0.2	RICH	52
4.4	A reconstrução de partículas	53
4.5	A simulação de dados	53
4.6	Seleção de eventos de Λ_c^+	54
5	Análise dos estados $\Sigma_c^{++/0}$ e $\Sigma_c^{(++/0)*}$	59
5.1	Reconstrução dos estados de Σ_c e Σ_c^*	59
5.2	Medida da largura	61
5.3	Erros sistemáticos	64
5.4	Resultados e comparações	67
6	Hadroprodução de Σ_c e Σ_c^*	75
6.1	Distribuições em x_f	75
6.2	Erros sistemáticos	77
6.3	Resultados e conclusões	80
7	Conclusão	87

Lista de Tabelas

2.1	Propriedades dos quarks. Todos têm spin $S = \frac{1}{2}$.	4
2.2	Propriedades dos léptons. Todos têm spin $S = \frac{1}{2}$.	5
2.3	Propriedades dos bósons.	5
2.4	Propriedades dos bárions charmosos.	9
2.5	Previsões teóricas para a diferença de massa dos estados Σ_c .	13
2.6	Estimativas para as larguras dos estados de Σ_c em MeV.	14
3.1	Os alvos do SELEX. L_{rad} - comprimento de radiação, L_{int} - comprimento de interação.	28
3.2	Especificações do hodoscópio. Tanto o H1 quanto o H2 são divididos em sub-hodoscópios cobrindo as regiões de carga negativa (-), carga positiva (+) e central (0) do espectrômetro M2.	33
4.1	Propriedade do feixe incidente	51
4.2	Número de interações para cada um dos feixes usados.	52
4.3	Cortes para seleção de eventos de Λ_c^+	56
5.1	Contribuições para os erros sistemáticos da medida da diferença de massa para os estados Σ_c	67
5.2	Contribuições para os erros sistemáticos da medida da largura para os estados Σ_c	70
5.3	Resultados das medidas das diferenças de massa em MeV/c^2 .	70
5.4	Resultados das medidas de largura.	70
6.1	Contribuições para os erros sistemáticos da medida de n para os estados Σ_c	82
6.2	Resultados das medidas dos valores de n .	83

Lista de Figuras

2.1	Multipletos de bárions	8
2.2	Diagramas de Feynman de ordem mais baixa que contribuem para a hadroprodução do quark charmoso	16
3.1	O espectrômetro SELEX.	21
3.2	Representação esquemática do espectrômetro do feixe. BTRD: detetor de radiação de transição do feixe; S1-S4: cintiladores para a definição do feixe; VH1-VH3: cintiladores para a definição do <i>halo</i> do feixe; IC: contador de interação; V5: cintilador.	22
3.3	Esquema do ímã de híperons localizado na entrada do <i>hall</i> experimental.	23
3.4	Discriminação entre π^- e partículas pesadas fornecida pela BTRD. Partículas com sinal em pelo menos 7 planos são aceitos como π^-	24
3.5	Figura esquemática de um detetor de silício.	25
3.6	Distribuição de momento do feixe do SELEX com carga negativa (esquerda), com um valor médio de $-612 \text{ GeV}/c$ e carga positiva (direita), com $550 \text{ GeV}/c$	26
3.7	Representação esquemática do espectrômetro do vértice	27
3.8	Representação esquemática do espectrômetro M1	29
3.9	Representação esquemática do espectrômetro M2	32
3.10	Distribuição dos raios de anéis produzidos por diferentes partículas no detetor RICH, em função do momento (acima). Diferença entre dois anéis produzidos por duas partículas em função do momento [38] (abaixo).	35
3.11	Desenho ilustrativo das câmaras de arrasto VDC.	36
3.12	Representação esquemática do espectrômetro M3.	37
3.13	Esquema da aquisição de dados utilizada no SELEX.	42

3.14	Um evento típico de interação, usando o pacote de exibição SEED. . .	44
4.1	Desenho esquemático, fora de escala, mostrando os cortes utilizados para a seleção de eventos charmosos.	55
4.2	Amostra total de Λ_c^+ da E781.	56
4.3	Um evento típico do Λ_c^+ na região de vértice (esquerda) e no RICH (direita).	57
5.1	Estado Λ_c^+ com os cortes aplicados. A região sombreada é a região das bandas laterais.	60
5.2	Diferenças de massa $M_{\Sigma_c} - M_{\Lambda_c}$. Parte superior estado Σ_c^{++} , parte inferior Σ_c^0 . Os picos da esquerda são Σ_c^{++} e Σ_c^0 e os da direita Σ_c^{++*} e Σ_c^{0*}	61
5.3	Distribuição de $M_{\Sigma_c} - M_{\Lambda_c}$ para eventos simulados supondo largura natural zero para os Σ_c^*	62
5.4	Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte L/σ	63
5.5	Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte L/σ	64
5.6	Distribuição de momento do π para cada estado.	65
5.7	Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte no momento do π	66
5.8	Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte no momento do π	67
5.9	Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte no sinal de Λ_c	68
5.10	Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte no sinal de Λ_c	69
5.11	Comparação entre nosso resultado de $M_{\Sigma_c^{++/0}} - M_{\Lambda_c^+}$ e outros experimentos.	71
5.12	Comparação entre nosso resultado de $M_{\Sigma_c^{++/0}} - M_{\Lambda_c^+}$ e o valor do PDG.	72
5.13	Comparação entre nosso resultado de $\Gamma_{\Sigma_c^{++/0}}$ e o valor do PDG.	73
6.1	Distribuições de massa de dados simulados para cada um dos estados de Σ_c	76
6.2	Distribuições das eficiências de reconstrução de Σ_c como função de x_f	77
6.3	Distribuições de eventos de Σ_c como função de x_f para dados reais.	78
6.4	Distribuições corrigidas de eventos de Σ_c como função de x_f para dados reais.	79
6.5	Dependência de x_f com o corte L/σ	80

6.6	Dependência de x_f com o corte no momento do π	81
6.7	Dependência de x_f com o corte no sinal de Λ_c	82
6.8	Dependência de x_f com o número de bins.	83
6.9	Dependência de x_f com o tipo de ajuste.	84
6.10	Comparação do valor de n para os diferentes estados de Σ_c e Λ_c^+ . . .	85

Capítulo 1

Introdução

Esta tese apresenta as medidas de massa, largura e hadroprodução dos bárions Σ_c , a partir dos dados da experiência E781/SELEX realizada no Fermi National Laboratory (FERMILAB) durante o período de Dezembro de 1996 até Setembro de 1997.

No capítulo 2 introduzimos alguns conceitos teóricos sobre a física de charme. Começamos comentando sobre o Modelo Padrão para a física de partículas de forma geral, feito isso, particularizamos a teoria para quarks pesados e finalmente para a física de charme que é de interesse desta tese.

No capítulo 3 descrevemos a experiência E781. Nossa análise foi realizada utilizando os dados colhidos por esta experiência e portanto dedicamos este capítulo a descrição dos detectores, do trigger utilizado e da aquisição de dados.

No capítulo 4 temos a reconstrução dos dados para a física de charme e mais especificamente para a partícula Λ_c^+ . Esta é importante para nossa análise devido ao fato do nosso interesse estar nos estados $\Sigma_c^{++/\circ}$ e $\Sigma_c^{(++)/\circ*}$ que bem sabemos decaem quase totalmente em $\Lambda_c^+ + \pi$ [2].

No capítulo 5 finalmente entramos na nossa análise com a reconstrução dos quatro estados de massa de Σ_c como descritos no parágrafo anterior. Determinamos neste capítulo as diferenças de massa $\Sigma_c - \Lambda_c^+$ para os quatro estados e também as larguras naturais para os estados excitados $\Sigma_c^{(++)/\circ*}$.

No capítulo 6 fizemos o estudo de hadroprodução destes quatro estados. Ob-

tivemos as distribuições em x_f para cada um dos estados determinando assim a dependência na produção destes bárions Σ_c , produzidos com feixe também de bárion (Σ^-), com o parâmetro característico para a descrição da produção, n .

No capítulo 7 concluímos a nossa tese com um pequeno resumo dos resultados obtidos e alguns comentários adicionais.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

2.1 O Modelo Padrão

O *Modelo Padrão* [1] da física de partículas é atualmente aquele que melhor concorda com os resultados experimentais até hoje observados e portanto este é o que consideramos a fim de descrever as características das partículas elementares e suas interações. O *Modelo Padrão* é baseado em dois tipos de constituintes básicos: férmions (partículas que representam matéria) e bósons de gauge (partículas mediadoras das forças de interação). Os férmions por sua vez são divididos em duas classes, os quarks e os léptons.

2.1.1 Os quarks

Os quarks foram propostos simultaneamente por Gell-Mann [3] e Zweig [4] em 1964 como uma ferramenta útil a fim de organizar as inúmeras partículas que já haviam sido descobertas. O modelo inicial exigia três tipos, ou sabores de quarks, o *up* (u), o *down* (d) e o *strange* (s). Combinando estes quarks de diversas formas, podíamos construir todas as partículas conhecidas naquela época.

Hoje em dia, sabe-se da existência de mais três quarks, o *charm* (c), o *bottom* (b) e finalmente o *top* (t). Algumas propriedades dos quarks estão resumidas na tabela 2.1. Os quarks estão agrupados em três famílias. Cada família contém dois quarks (por

Quark	Massa Constituinte(GeV/c^2)	Carga (e)
u	~ 0.003	$+\frac{2}{3}$
d	$\equiv 0.006$	$-\frac{1}{3}$
c	$\simeq 1.3$	$+\frac{2}{3}$
s	0.1	$-\frac{1}{3}$
b	4.3	$+\frac{2}{3}$
t	175	$-\frac{1}{3}$

Tabela 2.1: Propriedades dos quarks. Todos têm spin $S = \frac{1}{2}$.

ex. u e d) com carga elétrica $+\frac{2}{3}$ e $-\frac{1}{3}$. A cada quark associamos um número quântico que chamamos de *cor*. Temos três possíveis cores, as quais podemos por convenção chamar de vermelho, verde e azul que os quarks carregam e três anti-cores para cada anti-quark. Ao combinarmos os quarks para formar os hádrons, combinamos de tal forma que nenhum hádron tenha cor. Os bárions têm um quark com cada uma das cores e os mésons sempre em pares de cor e anti-cor.

Todos os hádrons são compostos de três quarks quando temos um bárion e de um quark e um anti-quark quando temos um méson. Nenhum quark livre foi observado até hoje, estes estão sempre agrupados em forma de bárions ou mésons. Para explicar isso, lançamos mão de uma teoria que tenta explicar como ocorre este fenômeno. Esta teoria que vamos falar um pouco mais adiante, se chama *Cromodinâmica Quântica* (QCD).

2.1.2 Os léptons

Os léptons exibem a mesma estrutura familiar que os quarks. Cada família contém um lépton massivo de carga unitária e um neutrino de massa quase zero [6] e carga zero. Na tabela 2.2 temos o resumo de algumas propriedades dos léptons. São eles o *elétron* (e), *múon* (μ) e o *tau* (τ) e seus correspondentes neutrinos.

Lépton	Massa (MeV/c^2)	Carga(e)
e	0.511	-1
ν_e	3×10^{-6}	0
μ	106	-1
ν_μ	0.170	0
τ	1777	-1
ν_τ	< 16	0

Tabela 2.2: Propriedades dos léptons. Todos têm spin $S = \frac{1}{2}$

Bóson	Força	Massa (GeV/c^2)	Carga (e)	Spin
γ	Eletro.	0	0	1
$W^\pm/Z^0$	Fraca	$\approx 80/91$	$\pm 1/0$	1
g	Forte	0	0	1
graviton	Gravit.	0	0	2

Tabela 2.3: Propriedades dos bósons.

2.1.3 Forças de interação

Conhecemos quatro tipos de forças fundamentais de interação entre as partículas: eletromagnética, nuclear forte, nuclear fraca e gravitacional. Cada uma destas forças é mediada por um tipo de bóson. A eletromagnética pelo fóton (γ), a força forte pelos glúons (g), a fraca pelos bósons massivos $W^\pm$ e Z^0 e finalmente a gravitacional supostamente pelo gráviton, ainda não descoberto. O modelo padrão não inclui a descrição da força gravitacional, visto que na escala de energia e distância que a física de partículas é estudada hoje em dia, esta força é desprezível. As propriedades dos bósons está mostrada na tabela 2.3.

2.1.4 Cromodinâmica Quântica - QCD

Se notarmos as propriedades de diversas partículas, como por exemplo o estado Δ^{++} que é composto de três quarks u e spin $J = \frac{3}{2}$, estaremos diante de um estado totalmente simétrico em spin e sabor, com função de onda espacial simétrica. Mas

se esperamos que a função de onda total deste estado obedeça a estatística de Fermi, este deve ser antissimétrico em algum outro número quântico. Este número como dito anteriormente, é a *cor*. Os bárions são compostos de quarks com três diferentes cores e a função de onda do bárion é antissimétrica em cor. Cor é um tipo de carga, acoplada a um campo (o campo dos glúons) colorido, assim como a carga elétrica é acoplada ao fóton. A teoria das interações dos glúons e dos quarks coloridos é conhecida como *Cromodinâmica Quântica* (QCD) [8]. Os glúons se acoplam, diferentemente dos fótons, uns com os outros e com os quarks também.

Este acoplamento entre os glúons resulta num acoplamento efetivo que diminui sua intensidade conforme a distância entre os quarks diminui. A escala de distância é expressa em termos de q , o momento transferido. Para caracterizar este acoplamento temos uma carga efetiva que aumenta para distâncias grandes e diminui para pequenas distâncias. Esta constante de acoplamento pode ser escrita como:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{g_{eff}^2(q^2)}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)},$$

onde n_f é o número de sabores de férmions com massa menor que q e Λ_{QCD} é uma escala característica. Esta constante diminui para alto q^2 , ou seja, quando a interação se torna fraca a distâncias pequenas. Para distâncias grandes, pequeno q^2 , este acoplamento se torna forte, levando ao fenômeno de confinamento dos quarks e glúons na escala de $R_{had} \sim 1/\Lambda_{QCD} \sim 1fm$, que determina o tamanho típico de um hádron. Temos portanto que $\Lambda_{QCD} \sim 0.2GeV/c^2$ é a escala de energia que separa as regiões onde a constante é grande da pequena. Quando a massa de um quark Q é muito maior do que esta escala, $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, Q é considerado um quark pesado. Temos portanto os quarks leves, u, d e s e os pesados, c, b e t .

2.1.5 Teoria efetiva do quark pesado - HQET [9]

Vamos considerar um hádron composto de um quark pesado Q mais alguns quarks leves e glúons. Lembremos que a massa do quark charmoso está no limite entre quark leve e pesado. Este é considerado um quark pesado. Os quarks leves e glúons

deste hádron têm energia na escala de Λ_{QCD} . No limite em que $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, Q age como uma fonte estática no campo de cor, analogamente como o próton num átomo de hidrogênio é fonte de campo coulombiano. Como Q não se move diante dos quarks leves e glúons, estes são insensíveis a m_Q , seja $Q = b$ ou $Q = c$. Como o momento magnético de Q é $\mu_Q \propto 1/m_Q$, este é suprimido e portanto eles são insensíveis a orientação do spin de Q também. Estas características da teoria do quark pesado levam então a uma simetria onde novos números quânticos do conjunto de quarks leves mais glúons são conservados. No limite em que temos um quark pesado, este conjunto de quarks leves e glúons podem ser classificados pela sua energia de excitação e por seu valor de spin-paridade, J_l^P . A espectroscopia de bárions pesados será portanto classificada de acordo com esta simetria que está bem definida apenas no limite da QCD onde temos um quark pesado presente.

2.2 Física de charme

Em Novembro de 1974, dois experimentos [10] simultaneamente anunciaram a descoberta da partícula J/Ψ , um méson com massa aproximadamente $3.1 GeV/c^2$ e uma largura tão estreita que sua vida média é muito maior que a dos outros mésons. Esta partícula foi interpretada como um estado ligado do charmonio, $c\bar{c}$. Esta hipótese foi confirmada mais tarde com a descoberta dos mésons D^0 e D^+ ("charme aberto") [12, 13] em 1976, embora outros experimentos [14, 15] tinham indicações do então chamado "charme aberto" anos antes da descoberta do J/Ψ .

Logo em seguida veio a descoberta da ressonância Υ , $b\bar{b}$, [16], indicando a existência da terceira família de quarks. A descoberta do quark *top*, [17], entretanto, demorou uns 20 anos devido ao fato deste quark ter uma massa bem maior que os outros e portanto ter vida média bem menor.

2.2.1 Bárions charmosos

Na figura 2.1 temos os bárions com momento angular orbital entre os quarks igual a zero, $L = 0$. Os bárions charmosos que contém apenas um quark c , como os Σ_c e

o Λ_c^+ estão situados no segundo nível deste multiplete. E os que contém três quarks c estão no terceiro nível. As propriedades dos estados com $L = 0$ estão listadas na tabela 2.4. Além disso os estados de $L = 1$ como o Λ_{c1}^{*+} (2593), Λ_{c1}^{*+} (2625) e Ξ_{c1}^{*+} (2720) também já foram observados. Com exceção do Σ_c^{*+} e do $\Omega_c^{\prime o}$, todos os outros estados com $L = 0$ com apenas um quark c já foram observados.

Figura 2.1: Multipletos de bárions

2.2.2 Espectroscopia de bárions do tipo Λ_c^+

Como cada bárion é composto de três quarks e cada quark tem spin, temos diferentes possíveis alinhamentos de spin de cada quark, tendo portanto para cada configuração possível, um estado. No nosso caso, em que podemos empregar a HQET, temos um cenário mais simplificado. Além disso nos restringiremos a bárions do tipo Λ_c^+ com quarks c , u e d , que é o objetivo desta tese. Se usarmos a notação $[c(qq)]$ para os três quarks, onde q é o quark leve, temos como primeiro estado, o estado fundamental, formado por dois quarks leves alinhados em sentidos opostos formando um di-quark leve com spin 0. Na nossa notação teríamos $[\uparrow(\uparrow\downarrow)]$. Esta é a configuração de Λ_c^+ com

Bárion	Composição	Massa (GeV/c^2)	$I(J^P)$
Λ_c^+	$c(ud)_a$	2284.9 ± 0.6	$0(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^0	cdd	2452.9 ± 0.6	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^+	$c(ud)_s$	2453.6 ± 0.9	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^{++}	cuu	2452.8 ± 0.6	$1(\frac{1}{2}^+)$
Σ_c^{*0}	cdd	2517.5 ± 1.4	$1(\frac{3}{2}^+)$
Σ_c^{*+}	cud	-	$1(\frac{3}{2}^+)$
Σ_c^{*++}	cuu	2519.4 ± 1.5	$1(\frac{3}{2}^+)$
Ξ_c^0	$c(sd)_a$	2471.8 ± 1.4	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
Ξ_c^+	$c(su)_a$	2466.3 ± 1.4	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
$\Xi_c^{'0}$	$c(sd)_s$	2578.8 ± 3.2	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
$\Xi_c^{' +}$	$c(su)_s$	2574.1 ± 3.3	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$
Ξ_c^{*0}	csd	2644.5 ± 1.8	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$
Ξ_c^{*+}	csu	2647.4 ± 2.0	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^+)$
Ω_c^0	css	2704.0 ± 4.0	$0(\frac{1}{2}^+)$
$\Omega_c^{'0}$	css	-	$0(\frac{3}{2}^+)$

Tabela 2.4: Propriedades dos bárions charmosos.

os quarks sendo $[c(ud)]$ e spin total $J = \frac{1}{2}$. O próximo estado, $[\downarrow (\uparrow\uparrow)]$ tem também spin total $J = \frac{1}{2}$, mas o di-quark tem spin 1. Estes estados são os Σ_c : $\Sigma_c^0[c(dd)]$, $\Sigma_c^+[c(ud)]$, e $\Sigma_c^{++}[c(uu)]$. Finalmente podemos ter a combinação $[\uparrow (\uparrow\uparrow)]$, com $J = \frac{3}{2}$. Estes estados são os Σ_c^* : Σ_c^{*0} , Σ_c^{*+} e Σ_c^{*++} , com a mesma composição de quarks que os Σ_c . Os Λ_c^+ e Σ_c são membros do mesmo octeto mostrado na figura 2.1 (lado esquerdo) e os estados Σ_c^* são membros do decuplete como mostra a mesma figura no lado direito. Além destes estados, podemos ter estados excitados radialmente ou em momento angular, com as diferentes possíveis combinações de spin.

2.2.3 Bárions charmosos excitados

As massas e larguras dos bárions compostos de três quarks u e d são bem conhecidas e concordam bem com os modelos atuais. No caso de bárions compostos de u , d e s , também temos um certo conhecimento, não tão bom quanto o anterior, mas bem aceitável. Entretanto no caso de bárions charmosos, estas medidas junto com a teoria atual, ainda precisam ser muito estudadas. Veremos que a massa e a largura de estados que decaem fortemente estão de acordo com os modelos atuais. Os estados de Σ_c são bons candidatos para esta medida, visto que são os estados excitados mais abundantes. Assim, conseguindo medir bem as propriedades destes estados nos permitirá no futuro usá-las para estimar as propriedades dos outros bárions charmosos excitados.

2.2.4 Massas

Antes de qualquer medida das massas dos estados Σ_c , as previsões iniciais para a diferença entre a massa de Σ_c^{++} e Σ_c^0 é que estas seriam bem grandes, da ordem de vários MeV/c^2 . Primeiramente poderíamos imaginar a relação entre as massas dos estados de Σ_c como sendo $m_{\Sigma_c^0} > m_{\Sigma_c^+} > m_{\Sigma_c^{++}}$, sabendo que os outros bárions compostos de quark d são mais pesado que os que contém o quark u . As medidas de $m_{\Sigma_c^{++}} - m_{\Sigma_c^0}$, mostram que esta diferença é pequena, menor que $1MeV/c^2$ e as previsões teóricas atuais esperam um valor da ordem de 1 MeV em acordo com os

dados experimentais.

Calcular precisamente estas massas é complicado pela necessidade de incluir várias contribuições que podem ser canceladas. No caso de Σ_c , este é problemático pois pequenas contribuições que aparentemente são facilmente ignoradas para o cálculo de diferença de massa de híperons, aqui devem ser levadas em consideração. Para que possamos calcular a diferença de massa entre os estados de Σ_c , as pequenas contribuições devem ser levadas em consideração. Em [22], Genovese, et al. podemos encontrar uma revisão dos vários cálculos recentes para as diferenças de massa.

Vamos agora listar as diferentes contribuições para as diferenças de massa devido a estados de diferente isospin, conforme [18]:

a - Diferença entre a massa dos quarks:

Os quarks u e d diferem tanto em valor de massa intrínseca, quanto em valor de "massa constituinte", ou seja, valor da massa quando este está incorporado no hádron. O valor típico de $m_d - m_u$ é da ordem de poucos MeV/c^2 . O fato de d ter massa maior que u , se reflete no cálculo de diferença de massa entre bárions que o contém, levando-nos a crer que um bárion composto de quark d seria mais pesado que um composto de u . Entretanto, Rosner, [18], aponta para o fato de que a contribuição para massa do bárion vinda da energia cinética pode aumentar ou diminuir com a massa do quark. Podemos entender esta idéia se olharmos como o potencial efetivo depende da distância entre os quarks r . Para potenciais da forma $V = Ar^\nu$, onde $-1 < \nu < 1$ temos para $\nu < 0$, um aumento na energia cinética quando aumentamos a massa. Mas para $\nu > 0$, a energia cinética diminui com a massa do quark aumentando.

b - Modelo para o potencial:

Os modelos para os potenciais confinantes entre os quarks variam, mas um modelo típico de potencial conforme [19] tem a forma:

$$V(r) = -\frac{k}{r} + \lambda r^p - \Lambda + \frac{2\pi k'}{3m_1 m_2} \tilde{\delta}(r, r_0) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2,$$

onde k , k' , p , Λ e λ são constantes que variam de acordo com o modelo. $\tilde{\delta}(r, r_0)$ é a função delta alargada. m_1 e m_2 são as massas dos quarks, $\vec{\sigma}_1$ e $\vec{\sigma}_2$ seus spins. r_0 é uma constante relacionada com a separação entre os quarks. Para diferentes modelos temos diferentes $\tilde{\delta}(r, r_0)$, diferentes valores para os vários parâmetros e diferentes contribuições de diferentes fontes.

c - Interação Coulombiana:

No caso de levarmos em consideração a interação Coulombiana eletromagnética entre os quarks, ou seja, uma interação da forma

$$\Delta E_{ij} = \alpha q_i q_j < \frac{1}{r_{ij}} > ,$$

onde os q são as cargas dos quarks e $< \frac{1}{r_{ij}} >$ é o valor esperado da distância entre os quarks, devemos lembrar que se assumirmos a simetria de que o valor de $< \frac{1}{r_{ij}} >$ é o mesmo para todos os pares de quark num mesmo multiplete, (isto não está totalmente correto, vide [?]), teremos que ΔE_{ij} será igual a uma constante multiplicada pelos valores das cargas dos quarks envolvidos.

d -Interação hiperfina forte:

Os quarks estão confinados em um hádron predominantemente por uma força que não depende do spin e que se torna mais forte quanto maior a distância. Além disso eles sofrem uma força que depende do spin devido a troca de glúon e que age predominantemente em funções de onda tipo S . Esta interação é dada por:

$$\Delta E_{ij} = const. \frac{|\Psi_{ij}(0)|^2 < \sigma_i \cdot \sigma_j >}{m_i m_j} ,$$

Referência	$M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Sigma_c^+} (MeV/c^2)$	$M_{\Sigma_c^+} - M_{\Sigma_c^0} (MeV/c^2)$
Capstick [20]	1.4	-0.2
Chan [21]	0.3	1.05
Genovese [22]	-2 a 3	-2 a 1
Hwang [23]	3.0	-0.5
Isgur [24]	-2.0	-1.8

Tabela 2.5: Previsões teóricas para a diferença de massa dos estados Σ_c .

onde $\Psi_{ij}(0)$ é a função de onda para dois quarks a distância nula e a constante é universal para todos os pares de quarks no bárion.

e - Interação hiperfina eletromagnética:

A contribuição da interação eletromagnética entre os quarks do bárion tem a seguinte dependência em seus spins:

$$\Delta E_{ijHFe} = -\frac{2\pi\alpha q_1 q_2 |\Psi_{ij}(0)|^2 \langle \sigma_i \cdot \sigma_j \rangle}{3m_i m_j},$$

onde m é a massa de cada quark e σ o spin. Novamente assumimos que $|\Psi_{ij}(0)|^2$ é uma constante para todos os pares.

Para estimarmos as diferenças de massas entre os bárions, devemos então combinar as diferenças de massas dos quarks e do potencial junto com a contribuição dada por ΔE_{ij} . Na tabela 2.5 temos os valores de algumas previsões atuais para as diferenças de massa dos estados de Σ_c .

2.2.5 Larguras

Alguns modelos têm sido utilizados para estimar o valor das larguras dos estados Σ_c , como o *Modelo relativístico de três quarks* (RTQM), a *Teoria de perturbação quiral para hádrons pesados* (HHCT), e o *Modelo de quark na frente de onda da luz*

Autor/Modelo	$\Gamma(\Sigma_c^{++})$	$\Gamma(\Sigma_c^0)$	$\Gamma(\Sigma_c^{*++})$	$\Gamma(\Sigma_c^{*0})$
Ivanov/RTQM	2.85 ± 0.19	2.65 ± 0.19	21.99 ± 0.87	21.21 ± 0.81
Tawfiq/LFQM	1.51 ± 0.17	1.44 ± 0.16	11.77 ± 1.27	11.37 ± 1.22
Huang/HHCPT	2.4	2.5	25	25
Pirjol/HHCPT	1.0-3.0	1.1-3.1	-	-
Rosner/Razão	1.32 ± 0.04	1.32 ± 0.04	-	-

Tabela 2.6: Estimativas para as larguras dos estados de Σ_c em MeV

(LFQM). Tanto no RTQM, [25, 26] quanto no LFQM, [27], a largura do decaimento $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi$ é dada por:

$$\Gamma(\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi) = g^2 I_1^2 \frac{|\vec{q}|^3 M_{\Lambda_c^+}}{6\pi M_{\Sigma_c}},$$

onde g é a constante de acoplamento, $I_1 \equiv I(6 \rightarrow 3^* + \pi) = 1$ para $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi$, é um fator de transição de sabor. $|\vec{q}|$ é o momento do pión no referencial do Σ_c . No LFQM, $g = 6.81 \text{ GeV}^{-1}$ e no RTQM, $g = 8.88 \text{ GeV}^{-1}$.

Para a teoria de HHCPT, [28, 29] temos:

$$\Gamma(\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi) = \frac{h_1^2 |\vec{q}|^3 M_{\Lambda_c^+}}{f^2 6\pi M_{\Sigma_c}},$$

onde $h_1 = 1$ é uma constante de acoplamento independente e $f \simeq 132 \text{ MeV}$ é a contante do decaimento do pión.

Rosner [30] calcula a largura assumindo a taxa de decaimento como :

$$\Gamma(B \rightarrow B' \pi) = C |(\pi B' | B)|^2 |\vec{q}|^3,$$

onde B é um bárion e $(\pi B' | B)$ é o fator isoescalar para o decaimento. C é uma constante para todos os decaimentos dos bárions. Usando então o valor conhecido de $\Gamma(\Sigma \rightarrow \Lambda \pi)$, podemos encontrar os valores das larguras de Σ_c . Na tabela 2.6 temos as previsões teóricas baseadas nos diferentes modelos citados.

A medida direta das larguras dos estados Σ_c é importante pois visto que a maioria dos modelos teóricos prevêem suas larguras extrapolando resultados das larguras dos híperons, ao medirmos as larguras de Σ_c precisamente poderemos extrapolar este resultado para obter as larguras de outros estados excitados.

2.3 Hadroprodução de charme

Os três elementos básicos que devemos levar em consideração para o cálculo do processo de hadroprodução dado pela QCD são : 1- O espalhamento duro entre quarks e glúons dos hádrons incidentes. 2- A distribuição dos quarks e glúons dentro dos hádrons incidentes. 3- A hadronização dos quarks charmosos produzidos em partículas charmosas observadas no laboratório.

No sub-processo de espalhamento duro, podemos aplicar a universalidade da QCD, acoplando os quarks charmosos da mesma forma que os quarks leves. Para energias de experimentos de alvo fixo, o processo é dominado pela fusão glúon-glúon e portanto temos a oportunidade de estudar glúons num ambiente melhor definido. A dependência do processo de hadroprodução com a distribuição dos glúons no hádron incidente nos proporciona um método de estudar a função de estrutura dos glúons em várias partículas. Feixe de píons, káons, prótons e suas anti-partículas têm sido usados nos experimentos, e estas partículas podem ter a distribuição de glúons explorada desta forma.

Finalmente, logo que os quarks charmosos surgem a partir do sub-processo de produção, estes devem passar através de alguma matéria hadrônica como por exemplo o alvo. Sabendo que o tempo de formação da partícula charmosa é comparável com as distâncias nucleares, podemos imaginar o quark charmoso viajando através da matéria tanto quanto sua existência como um quark "livre". Com isso temos a oportunidade de explorar outra área da física hadrônica.

Os diagramas de QCD de mais baixa ordem para hadroprodução de charme estão mostrados na figura 2.2. Estamos assumindo que há um espalhamento duro de um párton (quarks, anti-quarks ou glúons) em cada hádron incidente. Este espalhamento

é necessário para produzir a massa relativamente alta do par charmoso. O cálculo é realizado a partir da equação :

$$\sigma = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, \mu) f_j(x_2, \mu) \hat{\sigma}(x_1 x_2 s, \mu^2),$$

onde f_i e f_j são distribuições dos pártons relevantes do hádron incidente. Estas distribuições são chamadas funções de estrutura, densidade de quarks leves e glúons como uma função de suas frações de momento, x_i e x_j , calculada numa escala μ . Os pártons dos hádrons incidentes interagem com uma secção de choque, $\hat{\sigma}$, que é função do momento dos pártons incidentes e da escala μ . s é o quadrado da energia total do centro de massa dos hádrons incidentes e $x_1 x_2 s$ é o quadrado da energia total do centro de massa do subprocesso partônico.

Figura 2.2: Diagramas de Feynman de ordem mais baixa que contribuem para a hadroprodução do quark charmoso

2.3.1 O momento longitudinal

As três quantidades físicas que descrevem a produção inclusiva das partículas charmosas são a secção de choque total, a distribuição de momento longitudinal e a distribuição de momento transversal. O momento longitudinal é geralmente parametriza-

do em termos do x de Feynman, x_F . Este é o momento longitudinal no centro de massa dividido pelo seu valor máximo:

$$x_F = \frac{p_{//}}{p_m},$$

onde $p_{//}$ é o momento paralelo ao feixe incidente e p_m é o momento máximo.

O enfoque de nossa análise está na distribuição de momento longitudinal. Esta é convencionalmente ajustada usando a forma:

$$\frac{d\sigma}{dx_F} \propto (1 - x_F)^n.$$

Esta dependência foi motivada historicamente por considerações cinemáticas para altos x_F [31].

Capítulo 3

O Experimento SELEX

3.1 Objetivos

SELEX (Segmented Large x_F Baryon Spectrometer) foi proposto em 1986 como a terceira geração de experimentos de alvo fixo para estudar a física de charme [32]. WA62, uma experiência típica da primeira geração de experimentos de charme, baseou-se nas câmaras de fios para detectar traços e foram os primeiros a detetar a partícula Ξ_c^+ em 1983 [33]. Como exemplo da segunda geração temos a WA89 em 1993/1994, que utilizou os detectores de silício para reconstruir os vértices do decaimento. A precisão deste detetor foi alta o suficiente para permitir que fossem medidas as vidas médias tanto de Ξ_c^+ quanto de Ω_c^0 [34]. SELEX pode ser considerado como o sucessor da WA89, explorando técnicas similares de detecção de vértice e feixe. A faixa de energia que SELEX explorou foi de feixes com até 650 GeV/c. Tivemos também um filtro de eventos charmosos em tempo real.

O objetivo do SELEX é contribuir com o entendimento da física de hádrons, em particular estudando a produção e o decaimento de hádrons contendo o quark charmoso. SELEX está otimizado para selecionar bárions charmosos ao invés de mésons charmosos já que temos uma alta estatística de mésons charmosos provenientes dos experimentos E687, E791, CLEO e E831 [35]. Uma vantagem importante da experiência de alvo fixo com relação as de colisão é o longo caminho que a partícula percorre antes de decair quando são produzidas na direção frontal. Isso nos permite

medir vidas médias da ordem de picosegundos.

Durante o desenvolvimento de SELEX, foi possível incluir projetos de física diferente da física de charme. O espectrometro é flexível o suficiente para incluir física que explora o efeito Primakoff, decaimentos exóticos, secção de choque total de $\Sigma^- - p$ e $\pi^- - p$ e medida do raio eletromagnético de partículas que compõe o feixe.

3.2 Descrição do Espectrômetro

SELEX foi planejado para ser composto de cinco espectrômetros, denominados feixe, vértice, M1, M2 e M3. Cada espectrômetro é composto por um ímã defletor acompanhado de detetores de partículas, exceto pelo espectrômetro do vértice que não possui um ímã.

O experimento fornece uma ótima identificação de partículas proveniente da informação dada pelo *Ring Imaging Čerenkov Detector* (RICH), o *Transition Radiation Detectors* (TRD) e os calorímetros eletromagnéticos que cobrem todo o hemisfério dianteiro no referencial do decaimento do charme. O detetor possui uma região de aceitação de $0.1 \leq x_f \leq 1.0$. Ao todo estamos falando de um aparato experimental que possui aproximadamente 50 metros de comprimento. A figura completa do aparato pode ser vista na Fig. 3.1.

O sistema de coordenadas do SELEX-E781 é um sistema cartesiano de mão direita, onde z concorda com o sentido do feixe (norte), y esta na direção vertical, com sentido para cima e x na direção leste-oeste com sentido para oeste. A coordenada u (v) é obtida através de uma rotação de 45° (-45°) no plano $x-y$. A origem do sistema de coordenadas esta localizada no centro da última face do último alvo de charme. Além disso cada espectrômetro tem o seu próprio sistema de coordenadas. O sistema é alinhado tanto em posição como em ângulo com o sistema de coordenadas principal, mas tem o z desviado para o centro magnético do ímã associado ao seu respectivo espectrômetro.

Figura 3.1: O espectrômetro SELEX.

3.2.1 Espectrômetro do Feixe

A representação esquemática do espectrômetro do feixe é mostrada na Fig. 3.2. Esta região é constituída do alvo de produção do feixe secundário, do ímã defletor para este feixe, detetores de identificação de partículas do feixe, detetores de traço do feixe e cintiladores utilizados pelo *trigger*. Este espectrômetro define a trajetória do feixe incidente.

Figura 3.2: Representação esquemática do espectrômetro do feixe. BTRD: detetor de radiação de transição do feixe; S1-S4: cintiladores para a definição do feixe; VH1-VH3: cintiladores para a definição do *halo* do feixe; IC: contador de interação; V5: cintilador.

3.2.1.1 Produção do Feixe Secundário

O feixe secundário, que é de interesse para a física de charme, é produzido por uma interação primária do feixe de prótons vindo do acelerador Tevatron a 800 GeV/c com um alvo de berílio, com 0.98% de comprimento de interação, localizado na entrada do

canal do ímã, como mostrado na Fig. 3.3. Esta figura é uma vista plana do aparato na região precedente ao PC4 (local onde se encontra o SELEX) tendo como origem do eixo z a face esquerda do ímã e a origem do eixo x no centro do feixe de prótons. As partículas produzidas nesta interação são direcionadas a um canal de tungstênio onde encontram um campo magnético que faz a separação em momento do feixe secundário, o qual é mostrado saindo do ímã de híperons entrando no PC4. O ímã possui 7,3 m de comprimento e um campo de 3,5 Tesla, operando a uma corrente de 3,250 A. O plano de curvatura está localizado a -755 cm e tem um momento transversal de 7,575 T.m. SELEX possui um esquema de feixe bem flexível. Mudando-se a polaridade deste ímã, pode-se receber tanto feixe de carga positiva, essencialmente composto de prótons a 550 GeV/c, quanto de carga negativa, cuja composição é basicamente¹ 1:1 de Σ^- e π^- a 600 GeV/c.

Figura 3.3: Esquema do ímã de híperons localizado na entrada do *hall* experimental.

¹Na realidade, o feixe produzido no alvo é composto de 70% Σ^- e 30% de π^- com uma pequena fração de Ξ^- e Ω^- . Com o decaimento do Σ^- , a composição do feixe muda para aproximadamente 50% Σ^- e 50% π^- até atingir o alvo de produção de charme.

3.2.1.2 Detetor de Radiação de Transição do Feixe - BTRD

O *Beam Transition Radiation Detector* (BTRD) detecta radiação eletromagnética emitida quando uma partícula carregada atravessa a fronteira entre dois meios com propriedades dielétricas diferentes. A intensidade da radiação é diretamente proporcional ao fator de Lorentz $\gamma = E/mc^2$ da partícula. Isto faz com que este tipo de detetor seja altamente eficaz para a identificação de partículas relativísticas ($\beta \rightarrow 1$) a altas energias. A Fig. 3.4 mostra uma distribuição típica do número de planos ativos quando uma partícula do feixe atravessa o detetor. O número de planos ativos é diretamente proporcional a γ . Sendo assim, para partículas com momentos semelhantes como Σ^- e π^- , o feixe de π^- é o pico mais a direita do espectro, pois sua massa é muito menor que a do Σ^- , logo, ativa mais planos. A linha pontilhada ilustra o corte no número de planos utilizado nesta análise ($n \leq 4$ para Σ^- e $n \geq 7$ para π^-). A eficiência em identificar Σ^- é 91.5% e a identificar π^- é de 89.5%.

Figura 3.4: Discriminação entre π^- e partículas pesadas fornecida pela BTRD. Partículas com sinal em pelo menos 7 planos são aceitos como π^- .

3.2.1.3 Detetor de Silício do Feixe -BSSD

De maneira simplificada, o detetor de silício pode ser definido como uma junção $p-n$ de um semiconductor, onde a zona de depleção foi estendida por vários μm (Fig. 3.5). Por exemplo, se uma superfície de um detetor tipo- n é dopado com p^+ num padrão de tiras paralelas, então uma junção $p-n$ é formada ao longo dessas tiras. Sob influência de um campo elétrico, a combinação comporta-se como um diodo reverso, permitindo a corrente fluir apenas em um sentido.

Figura 3.5: Figura esquemática de um detetor de silício.

Quando uma partícula atravessa o cristal de silício, esta sofre espalhamento coulombiano pelos elétrons no sólido, criando assim, pares de elétrons-buracos. Estes elétrons-buracos formam mais pares até que sua energia cinética caia abaixo de $3,6 \text{ eV}$ ². Os buracos são atraídos para o lado da junção e coletados nas tiras mais próximas.

O *Beam Single Sided Silicon Detector* (BSSD) é constituído de 8 planos de $300\mu\text{m}$ de espessura, que cobre uma área ativa de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. No silício, 1.024 tiras foram implantadas com espaçamento entre elas de $20\mu\text{m}$. Os detetores são organizados em

²São necessários $3,6 \text{ eV}$ de energia para liberar um elétron ligado e excitá-lo para a camada de condução.

3 estações sendo que 2 delas consistem de 3 planos (u , y e x) e a outra de 2 planos (y and x), fornecendo uma boa precisão de traço para partículas com alto momento e pequena abertura angular. A eficiência de reconstrução do traço é superior a 95%. A resolução de um único detetor é de $< 7 \mu\text{m}$.

O traço do feixe medido nestes detetores é extrapolado de volta ao alvo de produção a fim de determinar o momento do traço com uma resolução de aproximadamente 0.8%. Uma distribuição típica do momento do feixe é mostrado na Fig. 3.6.

Figura 3.6: Distribuição de momento do feixe do SELEX com carga negativa (esquerda), com um valor médio de -612 GeV/c e carga positiva (direita), com 550 GeV/c .

3.2.2 Espectrômetro do Vértice

O desenho esquemático do espectrômetro do vértice é mostrado na Fig. 3.7. Esta região é constituída dos alvos de produção de charme e dos detectores de silício para determinar o vértice da interação primária.

3.2.2.1 Alvos para Produção de Charme

As partículas charmosas são produzidas em 5 folhas de alvo segmentado com um comprimento de interação total de 4,2%. As folhas têm aproximadamente 1,5 mm de

Figura 3.7: Representação esquemática do espectrômetro do vértice

espessura, dispostas com um espaçamento de 1,5 cm entre elas. As duas primeiras folhas são feitas de cobre e as outras três, de diamante. Os alvos são posicionados ao longo da linha do feixe. A disposição destes é tal que permite a determinação daquele alvo em que ocorreu a interação. Na tabela 3.1 resumimos as principais informações dos alvos.

3.2.2.2 Detector de Silício do Vértice - SSD

O detector de vértice é constituído por 20 planos, combinados em 5 grupos de 4. Nos primeiros 8 planos utilizamos 2.560 canais de detectores com $20\mu\text{m}$ de espaçamento entre eles, cobrindo uma área de $5,12 \times 5\text{ cm}^2$. Na região central, 1.536 tiras são lidas, enquanto que na região mais externa, a leitura é alternada. Assim, o número total de canais lidos foi de 2.048 (16 SVX chips).

Os últimos 12 planos são relativamente grandes, chamados detectores de mosaico,

	Material	z-pos. [cm]	dimensões [cm]		densidade [g/cm ³]	L_{rad} [%]	L_{int} [%]
			transversal	long.			
1	Cobre	-6,13	2,54 × 2,54	0.16	8,96	11,19	1,06
2	Cobre	-4,62	2,54 × 2,54	0.11	8,96	7,10	0,67
3	Diamante	-3,10	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82
4	Diamante	-1,61	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82
5	Diamante	-0,11	3,0 × 2,0	0.22	3,23	1,66	0,82

Tabela 3.1: Os alvos do SELEX. L_{rad} - comprimento de radiação, L_{int} - comprimento de interação.

com 1.280 tiras de silício em cada painel, espaçadas por 25 μm , cobrindo uma área de $8,3 \times 3,2 \text{ cm}^2$. Todas as tiras da região central são lidas, enquanto a leitura na região mais externa cai para 50 μm . O número total de canais lidos no detetor de mosaico é de 2.560 (20 SVX chips). Ambos os detetores tem acoplamento AC, com uma voltagem de depleção de 35 V. A eficiência de identificação de um *hit* em um canal, na passagem de uma partícula é maior que 98%. Já a eficiência para determinação do traço é de 95%, com uma resolução da ordem de 4 μm . Com isso, a resolução longitudinal do vértice primário é de $\sigma_p = 270 \mu\text{m}$ e do secundário $\sigma_s = 560 \mu\text{m}$.

3.2.3 Espectrômetro M1

O desenho esquemático do espectrômetro M1 é mostrado na Fig. 3.8. Este espectrômetro é formado por detetores de traço como as câmaras proporcionais de fios (*Proportional Wire Chambers* - PWC); câmaras de arrasto (*Drift Chambers* - DC); 2 detetores de silício (*Large Area Silicon Detectors* - LASD) e 1 calorímetro eletromagnético (*Photon Detector*). Este espectrômetro tem uma grande aceitação geométrica com um corte intrínseco em momento de 2.5 GeV/c. Ele é utilizado para reconstruir trajetórias de partículas, em sua maioria píons, com baixo momento provenientes de decaimentos de estados excitados e partículas com baixo momento ($P \leq 15 \text{ GeV}/c$). O ímã M1 é operado a 1,34 Tesla com uma corrente de 2200 A, equivalente a um momento transversal ($p_t \text{ kick}$) de 0,7332 $T \cdot m$ e o plano de curvatura está a 191cm.

Figura 3.8: Representação esquemática do espectrômetro M1

3.2.3.1 Detetor de Silício - LASD

Ao todo, existem três estações de LASD, duas estão localizadas imediatamente na saída do ímã M1 e a outra, na entrada do ímã M2, sendo assim, a terceira estação pertence ao espectrômetro M2.

Cada LASD é composto por dois detetores de face simples e dois de face dupla. Ambos têm $300\mu\text{m}$ de espessura com uma área ativa de $6,35 \times 6,35 \text{ cm}^2$ para a face simples e $5,26 \times 6,64 \text{ cm}^2$ para a dupla. Incluindo os LASD, o sistema de detetores de silício tem aproximadamente 80.000 canais de leitura.

3.2.3.2 Detetores de Fios - PWC

As PWC's são constituídas de fios anodos igualmente espaçados, centrados entre dois planos catodos. Se uma voltagem negativa é aplicada aos planos catodos, surge um

campo elétrico. Exceto pela região próxima aos fios anodos, as linhas de campo são essencialmente paralelas e constantes. As câmaras foram preenchidas com uma combinação de gases: 75% argônio, 24.5% isobutano e 0.5% freon³.

Quando uma partícula carregada atravessa o volume do detetor, esta provoca a ionização do gás, gerando pares de elétrons e íons carregados positivamente, que são carregados pelo campo elétrico para o anodo e catodo mais próximo, respectivamente. Na vizinhança do fio, o campo elétrico, sendo mais intenso, acelera os elétrons em direção ao fio, fazendo com que mais elétrons sejam liberados e consequentemente favorecendo mais a ionização e a intensificação do sinal [37]. Os íons positivos possuem uma mobilidade menor e induzem pulso tanto no catodo quanto nos fios anodos vizinhos.

As três câmaras PWC's estão separadas por um espaçamento de 70 cm e cada uma tem uma região ativa de $100 \times 100 \text{ cm}^2$ cobrindo quatro projeções (x, y, u, v). O espaçamento entre os fios anodos é de 2 mm, resultando numa resolução de 0.6 mm.

3.2.3.3 Detetores de Fios - DC

Os dois detetores do tipo câmaras de arrasto estão localizados entre as PWC e contém apenas duas visões (x e y).

Estes detetores contêm vários planos de fios anodos que servem para coletar elétrons liberados pela ionização sofrida pelo gás, que preenche a câmara, quando partículas carregadas atravessam o sistema. Elétrons provenientes da ionização primária são arrastados numa região de baixo campo antes de alcançar a região de amplificação, perto do fio anodo. O tempo de coleção da avalanche fornece a medida da posição da ionização.

³Esta combinação é também conhecida como *gás mágico*

3.2.3.4 Calorímetros Eletromagnéticos

Os fótons provenientes de decaimentos do π^0 são detetados nos calorímetros eletromagnéticos. Ao todo, SELEX possui três calorímetros. Este tipo de detector consiste em um arranjo de blocos de vidro chumbados (*lead glass*).

A energia e as coordenadas de posição das partículas secundárias provenientes das interações podem ser medidas, em certas circunstâncias, através do método de absorção total. Neste processo, a partícula incidente interage dentro do detetor que possui alto número atômico, gerando partículas secundárias, terciárias, etc. até que toda (ou quase toda) energia incidente seja convertida em ionização ou excitação no meio.

Fótons, elétrons e pósitrons de altas energias produzem chuva eletromagnética dentro do vidro. A propagação deste chuva é acompanhada pela emissão de luz Čerenkov, a qual é coletada pelas fotomultiplicadoras. A energia integrada coletada nos fototubos é usada para estimar a energia da partícula incidente.

3.2.4 Espectrômetro M2

O desenho esquemático do espectrômetro M2 é ilustrado na Fig. 3.9. Este espectrômetro contém dois hodoscópios, que são utilizados pelo *trigger*. A informação do traço é fornecida pelos 14 planos das PWC; 6 câmaras de arrasto do tipo vetorial (*Vector Drift Chambers* - VDC) e 1 estação LASD. Há também detetores que fornecem identificação de partículas, tais como o detetor de transição de radiação de elétrons (*Electron Transition Radiation Detector* - ETRD), o calorímetro eletromagnético e o RICH (*Ring-Imaging Čerenkov detector*). Este espectrômetro tem um corte intrínseco em momento de 15 GeV/c. O ímã M2 é operado a 1,54 Tesla, equivalente a um momento transversal de 0,845 GeV/c.

Figura 3.9: Representação esquemática do espectrômetro M2

3.2.4.1 Detetor de Silício - LASD

O primeiro detetor do espectrômetro M2 é a terceira estação LASD. Ela está localizada na saída do ímã M2 e assim como as outras duas, consiste em 2 detetores de face dupla e 2 de face simples.

3.2.4.2 Hodoscópios - H1-H2

Os hodoscópios usam cintiladores que fornecem informações sobre multiplicidade, carga e momento das partículas que passam através do espectrômetro. Estas informações são usadas pelo *trigger*, que será discutido em detalhes na próxima secção.

Existem dois hodoscópios denominados H1 e H2. Os hodoscópios cobrem três regiões distintas: região de carga negativa, central e de carga positiva. O sinal da

carga é determinado, baseando-se na região do detetor onde ele é registrado⁴. A tabela 3.2 resume as principais especificações do hodoscópio.

	z-pos. [cm]	área coberta [cm ²]	elementos - 0 +
H1	890,9	60,0 × 30,5	16 8 14
H2	1292,1	119,0 × 40,6	12 16 32

Tabela 3.2: Especificações do hodoscópio. Tanto o H1 quanto o H2 são divididos em sub-hodoscópios cobrindo as regiões de carga negativa (-), carga positiva (+) e central (0) do espectrômetro M2.

3.2.4.3 Detetores de Fios - PWC

A maior parte do *tracking* neste espectrômetro é feita usando os 14 planos das PWC. As duas primeiras estações informam sobre as projeções x , y e a última sobre u e v . Estas câmaras têm uma área ativa de 60×60 cm². As outras câmaras possuem uma região ativa de 100×60 cm² e consistem de 8 planos configurados em pares (x, y) , (u, v) , (x, y) e (x, y) . Estas estão localizadas entre os hodoscópios e intercalados com as câmaras de arrasto.

3.2.4.4 Detetor de Radiação de Transição de Elétrons - ETRD

O ETRD tem a função de identificar os elétrons secundários provenientes dos decaimentos. Sua principal função é distinguir elétrons de píons de baixo momento (20 GeV/ c). Este detetor é constituído de 6 módulos, com uma combinação de 200 folhas de polipropileno e câmaras proporcionais medindo a coordenada x . A eficiência de identificação dos elétrons é de 95% e a identificação incorreta do pión é de apenas 1,2%.

⁴Os ímãs curvam as partículas carregadas negativamente para a direita (leste).

3.2.4.5 Detector Čerenkov - RICH

A principal finalidade do detetor Čerenkov é de fornecer separação entre píons, kaons e prótons.

Uma partícula carregada atravessando um meio com índice de refração n (o radiador) com uma velocidade $v = \beta c$ maior que a velocidade da luz c/n neste meio, emite radiação eletromagnética cuja frente de onda forma um cone com vértice na posição da partícula. O ângulo de abertura Θ deste cone está relacionado à velocidade da partícula por

$$\cos(\Theta_c) = \frac{c}{nv} \quad (3.1)$$

Se o momento da partícula for conhecido, pode-se identificar a sua massa. Este ângulo corresponde ao raio do cone de luz visto pelos fototubos no detetor.

A Fig. 3.10 é composta por dois gráficos. O de cima, apresenta uma distribuição, em função do momento da partícula, dos raios de anéis produzidos no detetor. A outra, por sua vez, ilustra a diferença entre raios de 2 partículas, também em função do momento.

O detetor RICH do SELEX consiste de um cilindro de 10 m de comprimento com um diâmetro de 2,4 m preenchido com neônio a pressão de 1,05 atm. Os 16 espelhos, de forma hexagonal, têm um raio de curvatura de 20 m e cobrem uma área de $2 \times 1 \text{ m}^2$. Os fótons são detetados por 2848 fotomultiplicadoras que cobrem 100% da aceitação do detetor.

3.2.4.6 Detector de Fios - VDC

De todas as câmaras de fios do espectrômetro SELEX, o único sistema construído especialmente para esta experiência foi o sistema de doze câmaras de arrasto, inteiramente projetado e construído pelo grupo de altas energias da Universidade de São Paulo (USP). Os demais sistemas foram herdados de experiências passadas.

Uma câmara de arrasto é um detetor de partículas que usa o tempo de arrasto

Figura 3.10: Distribuição dos raios de anéis produzidos por diferentes partículas no detector RICH, em função do momento (acima). Diferença entre dois anéis produzidos por duas partículas em função do momento [38] (abaixo).

dos elétrons de ionização num gás, para medir a posição espacial de uma partícula ionizante.

As câmaras são organizadas em três estações, chamadas VDC A, VDC B e VDC C, sendo que cada estação contém três câmaras. Cada estação registra as coordenadas x , y , u ou v . Estes detetores são responsáveis pela medida da posição do vértice e abertura angular do decaimento de partículas do tipo V (A^0 e K_s) as quais são uma importante assinatura do decaimento de bárions charmosos. Estas câmaras são do tipo câmaras de jato, isto significa que os fios estão dispostos orientados ao longo da trajetória da partícula. Sendo assim, as partículas que a atravessam formam pequenos

ângulos com o plano sensor, e uma completa fotografia eletrônica do segmento de traço é registrada.

As câmaras foram projetadas com dois tipos diferentes de células: uma estreita para a região central, a qual foi exposta a um elevado fluxo de partículas, e outra mais larga, cobrindo regiões de grandes ângulos, estando submetidas a uma taxa de eventos menor. Um desenho [45] esquemático das células é mostrado na Fig. 3.11. As dimensões das câmaras são $120 \times 120 \times 18 \text{ cm}^3$ que correspondem, respectivamente, às direções x , y e z .

Figura 3.11: Desenho ilustrativo das câmaras de arrasto VDC.

3.2.5 Espectrômetro M3

O espectrômetro M3 está ilustrado na Fig. 3.12. Este espectrômetro é constituído de duas PWC de $64 \times 64 \text{ cm}^2$; uma terceira PWC de $115 \times 89 \text{ cm}^2$, seguido pela terceira estação das VDC. A identificação de partículas é feita usando o terceiro detetor de fóton e o calorímetro de nêutrons. O ímã M3 é operado a 1,3 Tesla, fornecendo um " p_t kick" de $0,72 \text{ GeV}/c$. A finalidade deste espectrômetro é medir os produtos de decaimento de híperons com vida média longa, do tipo Λ e está localizado a 42 m do alvo de produção de charme.

Figura 3.12: Representação esquemática do espectrômetro M3.

3.3 Trigger

A configuração primária do *trigger* usada pelo SELEX é chamada de *trigger* de charme. Este *trigger* é estruturado para estudar a produção e decaimento de bárions charmosos.

SELEX segue a idéia de um *trigger* baseado no parâmetro de impacto. Se um traço do feixe e um vértice são achados, o evento é aceito apenas se eles não forem consistentes um com o outro. A distância mínima tem que ser superior a $20 \mu\text{m}$.

Os *triggers* no SELEX são implementados a nível de *hardware* e *software* [39,40].

3.3.1 Hardware

SELEX é planejada para operar num ambiente com feixe de alta intensidade, cerca de 40 milhões de partículas a cada 20 segundos de feixe⁵, ou seja, uma taxa de 2 MHz, em média, uma partícula do feixe a cada 500 ns.

As limitações para selecionar o evento estão na taxa de transferência de dados e no tempo morto da eletrônica, tudo isso dependendo das condições de operação.

Para atingir o objetivo principal da experiência, que é a produção e espectroscopia de partículas neutras ou carregadas de vida média curta produzidas pela interação do feixe com o alvo, o *trigger* tem que selecionar interações com uma topologia favorável a eventos charmosos, enquanto rejeita todos os outros eventos. A função é procurar por evidências de vértices secundários e identificar pelo menos duas partículas positivas de alto momento. Uma reação típica é, por exemplo, a do decaimento do bárion charmoso $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$.

Neste tipo de *trigger* existem três níveis, chamados T0, T1 e T2. Suas funções serão descritas com detalhes mais adiante.

3.3.1.1 Sincronização do Trigger

Um *trigger* de um determinado nível recebe um aviso do *Trigger* de nível anterior a fim de iniciar seu processo. No caso do T0, este aviso vem do gate do feixe, sinalizando quando uma partícula deste está se aproximando. Este nível, então, permanece ocupado até seu processo ser finalizado e uma decisão tiver sido tomada. Se a decisão for negativa, então o gate será fechado e um sinal de limpeza será enviado de volta aos níveis anteriores, ou no caso do T0, o sinal de ocupado será liberado, colocando-se pronto para o próximo evento. Por outro lado, se a decisão for positiva,

⁵O feixe primário de próton do acelerador é entregue em modo pulsado. Recebe-se o feixe por 20 segundos apenas e o ciclo se repete após 1 minuto. Este período de 20 segundos é conhecido, no Fermilab, como *spill*.

o sinal de ocupado será passado para o próximo nível e o processo será repetido até que uma decisão negativa for alcançada em algum dos níveis, ou até, que uma decisão positiva seja formada no nível T2 e os dados sejam lidos pelo sistema de aquisição. Neste caso, o sinal de ocupado permanece até o término da leitura. Finalizado este processo, T2 volta ao seu estado inicial e um sinal de limpeza é enviado para T1 e T0. Esse procedimento ocorre também no caso em que uma decisão negativa é atingida.

3.3.1.2 Lógica T0

A condição necessária para iniciar este nível é ter partículas do feixe e a ocorrência de uma interação com o alvo de charme. A definição do feixe é dada por um conjunto de cintiladores plásticos (veja Fig. 3.2), cuja área ativa encontra-se na região do feixe e de cintiladores do tipo *veto halo*, que são grandes cintiladores, também de plástico, possuindo um corte no material exatamente na região do feixe, seguindo a lógica:

$$T0 = S1 \cdot \overline{VH1} \cdot S2 \cdot \overline{VH2} \cdot S4 \cdot V5. \quad (3.2)$$

Quando uma decisão positiva é atingida, um sinal de alerta é enviado para o gerador de gate T1 e o sinal de ocupado é, então, passado adiante. Se, por outro lado, uma decisão negativa for formada, o sinal de ocupado permanecerá até que seu processo estiver terminado e o gate gerado anulado. O corte em multiplicidade foi feito pelo contador de interação S4 e pelo cintilador V5. Este corte seleciona uma multiplicidade maior que 1.

3.3.1.3 Lógica T1

Este estágio começa quando uma decisão positiva tiver sido executada no nível precedente.

Este nível identifica a interação nos alvos utilizando os IC, que estão localizados diretamente após o segundo plano do *microstrip*. Este utiliza também a informação do BTRD para selecionar o feixe de Σ . É necessário ter dois *hits* positivos no hodoscópio

H1 e os IC devem ser disparados por *hits* que possam ser extrapolados de volta, do H1 para a região da interação.

A decisão final do T1 é atingida com os cortes descritos acima, combinados numa lógica *AND* com a decisão do T0. No caso de uma posição afirmativa, manda-se um sinal para o nível T2, caso contrário, retorna-se ao estado inicial.

3.3.1.4 Lógica T2

O nível T2 é montado para incluir informação de detetores que se encontram mais afastados da região de interação. Se uma decisão positiva é alcançada, então terá início a leitura dos dados pelo sistema de aquisição.

Com este *hardware trigger* aproveita-se cerca de 30% das interações. A taxa de dados brutos coletados é da ordem de 10 KHz. Com um tempo morto *online* de $\leq 30 \mu\text{seg}$ e um evento de $\sim 5 \text{ KB}$ de tamanho, uma leitura de 35 MB/seg é obtida.

3.3.2 Software

Uma das grandes inovações da experiência é o uso de um algoritmo rodando, em tempo real, em 12 processadores SGI⁶ Challenge e que faz a seleção dos eventos que sobrevivem ao *hardware trigger*.

Para seleccionar uma partícula charmosa, aproveitamos que sua vida média é longa, centenas de fentosegundos, deixando assim uma assinatura no referencial do laboratório de vários milímetros. O ponto onde esta decai é o vértice secundário que será separado do primário pelo detector de vértice de alta resolução. O filtro procura apenas por traços pertencentes ao espectrômetro M2. Primeiramente, estes traços de alto momento são reconstruídos, usando apenas a informação das câmaras proporcionais. Os traços identificados são, então, extrapolados de volta para a região de vértice e são usados para reconstruir totalmente o vértice de interação. O evento é rejeitado caso apresente apenas evidência de um vértice primário. Com esta seleção,

⁶Silicon Graphics, Inc., Mountain View, CA, USA

os dados brutos são reduzidos por um fator de 8, fornecendo uma eficiência para eventos charmosos de $\sim 50\%$.

Com este algoritmo, seleciona-se a maioria dos bárions charmosos com alta eficiência. Para partículas com vida extremamente curta, utiliza-se as informações obtidas pelo RICH, com o intuito de identificar eventos que têm, no seu estado final, simultaneamente K^- e p .

Os dados que satisfazem o processo de seleção do filtro são guardados temporariamente no disco rígido e mais tarde escritos em fitas. Estocar os eventos em disco é necessário pois, a uma taxa típica de 80,000 T2 por *spill*, pode-se esperar que 10,000 passem pelo critério do filtro. Então, sendo o tamanho do evento de 5 KB (isso com todos os sistemas lidos), o espaço necessário em disco por minuto é de 50 MB. SELEX é equipado com dois discos de 9 GB, cada um dedicado ao estoque temporário dos dados. Mesmo que todos os quatro drives de fitas 8 mm falhem, o experimento pode sobreviver, nesta taxa, por mais três horas. Os dados são gravados a uma taxa de 300 KB/seg.

Como resultado dessa configuração do *trigger* de charme, SELEX estudou 15.2 bilhões de interações e escreveu 1 bilhão em fitas.

Além do *trigger* de charme, existem outras configurações que operavam parasiticamente, como o HST (*Hardware Scattering Trigger*), o He (*Hadron electron*) e o HYP (*Hyperon*).

3.4 Aquisição de Dados

O sistema de aquisição (DAQ) da E781 [40, 41] faz parte do projeto DART (colaboração entre o Departamento de Sistemas *On-Line* (OLS) da Divisão de Computadores do Fermilab e os 6 experimentos que coletaram dados no mesmo período). Isto é feito com a esperança de reduzir o trabalho braçal despendido para estabelecer um sistema de aquisição para cada experiência.

Como já mencionado, o feixe é entregue em modo pulsado. Durante este período

foram coletados de 100 a 140K eventos, cujo tamanho médio era de ≈ 5 KB, resultando em cerca de 700 MB de dados para cada *spill*. Um desenho esquemático da DAQ é mostrado na Fig. 3.13.

Figura 3.13: Esquema da aquisição de dados utilizada no SELEX.

O centro da DAQ é um computador *Silicon Graphics Indigo (Indy)*. Através de comandos gerados por *scripts* e rotinas de programas, os detetores são individualmente configurados e controlados. O *Indy* tem conexão com dois tipos de controladores dentro do local da experiência: *FASTbus Smart Crate Controllers (FSCC)* e *Damn-Yankee Controllers (DYC)* que, a cada começo da aquisição, carrega arquivos de configuração e controladores no FSCCs e DYCs preparando os detetores para a coleta de dados.

Uma vez configurada a condição do *run*, tornam-se automáticos os controles da aquisição de dados, que são baseados no *trigger*.

Os dados, provenientes dos diferentes sistemas de detetores, são coletados em 10 *streams* paralelos e independentes e guardados em memórias VME. A eletrônica *frontend* é formada por sistemas distribuídos da seguinte forma:

- *FASTbus SVX Data Accumulators (FSDA)*: para a leitura dos detetores de silício;
- *FASTbus TDCs*: leitura das câmaras de arrasto;
- *FASTbus ADCs*: leitura dos calorímetros de fótons e de nêutrons;
- *Chamber Readout System (CROS)*: leitura das câmaras proporcionais de fios no espectrômetro M2, TRDs e RICH;
- *Receiver Memory Hybrid (RMH)*: leitura das câmaras proporcionais de fios nos espectrômetros M1 e M3

Todos estes sistemas encontram-se, fisicamente, no *hall* experimental e os dados de cada *stream* são enviados, através de fibras ópticas, ao computador *SGI Indy*, que se encontra no prédio de tomada de dados (*schoolhouse*). O *SGI Indy* alimenta a *SGI Challenge* que roda o algoritmo do filtro nos dados brutos.

Os componentes do sistema de detetores são monitorados automaticamente durante a aquisição de dados. No começo de cada *run*, os primeiros 10.000 eventos são analisados. Cada detetor fornece histogramas com informações gerais de desempenho, que são guardados num arquivo HBOOK. Estes são disponíveis após 10 minutos do começo do *run*. Este processo de monitoramento, quase *online*, junto com o conjunto de histogramas de referência, é examinado minuciosamente pelo grupo de plantão, assegurando que os dados escritos em fita são razoáveis. Um particular evento pode ser investigado também através do pacote de exibição (*Single Event Display - SEED*). Um exemplo de um evento de interação durante a aquisição de dados de charme pode ser visto na Fig 3.14.

Os dados do SELEX são gravados em fitas exabytes e então transferidos ao sistema de estocagem de massa (*Mass Storage System (FMSS)*) no Fermilab, onde os

Figura 3.14: Um evento típico de interação, usando o pacote de exibição SEED.

colaboradores podem acessá-los através da rede para análise de dados.

Capítulo 4

Reconstrução dos dados

4.1 Reconstrução de traços

A coleta de dados do SELEX começa com a aquisição de dados brutos a cada *spill* como descrito no capítulo anterior. Todos os detectores são controlados pelo DAQ e seus respectivos dados lidos sincronizadamente. Estes são empacotados dentro de uma estrutura padrão de dados contendo informações sobre os detectores. Em seguida, são filtrados pelo programa implementado no trigger, a nível de software e os eventos interessantes são guardados em fitas. Uma vez que tínhamos os dados selecionados por este filtro inicial, deveríamos reconstruir os eventos. O programa de reconstrução em "offline", chamamos de SOAP(Selex Offline Analysis Package). Este programa é dividido em várias partes, que vamos descrever a seguir, começando pela reconstrução de traços.

Uma vez que os dados brutos são processados pelo programa de desempacotamento, deixando-os num formato apropriado ao acesso pelos outros pacotes, começa a procura pelos segmentos de traços em todos os espectrômetros. Este nada mais é que uma lista de coordenadas espaciais em cada plano as quais esperamos que pertençam a um traço carregado. Coordenadas não encontradas indicam uma ineficiência do algoritmo de procura por segmentos ou simplesmente que a partícula não passou através daquele detector.

A combinação das coordenadas medidas no espaço tri-dimensional, indica um

segmento de traço. O programa que realiza estas combinações é classificado como de alto nível pois respeita uma lista ordenada de combinações a serem rodadas em cada espectrômetro. Esta é chamada de "planelist", que nada mais é que uma lista dos planos iniciais que devem ser incluídos no ajuste. A "planelist" procura por todas as combinações de possíveis segmentos de traços e *hits* em todos os detectores ao longo de um caminho tendo como vínculo a posição, ângulo e corte em χ^2 . Aqueles que satisfizerem esta condição serão então considerados segmento de traço. Os *hits* que já tenham sido associados a segmentos são então removidos da lista.

Podemos em qualquer momento procurar por segmentos de traço em qualquer espectrômetro, satisfazendo os critérios exigidos por nossa análise. Os traços são caracterizados por quatro variáveis, x, y, θ_x e θ_y . Uma vez que os segmentos são encontrados em todos os espectrômetros exigidos, estes podem ser combinados para reconstruir o traço. Este processo será determinado então pela eficiência em confluir inclinações e intersecções de traços.

4.2 Reconstrução dos vértices

Uma vez encontrados os segmentos e reconstruídos os traços, inicia-se a reconstrução dos vértices primários e secundários. O procedimento de reconstrução de vértices é crucial para a experiência pois o filtro que utilizamos durante o *run* utiliza este programa enquanto tenta selecionar eventos charmosos. Para isso dois programas de reconstrução de vértices primário e secundário foram desenvolvidos.

De uma forma bem resumida, podemos descrever a filosofia de cada um dos programas para entender o que cada um é capaz de realizar ao tentar encontrar um vértice. O primeiro, que vou chamar de *ve*, considera o feixe como o traço que deveria ter a melhor resolução e portanto é usado inicialmente para a procura do vértice primário. Os traços seguintes serão coletados de acordo com sua qualidade. Traços de baixa qualidade são automaticamente rejeitados, ou seja, aqueles para os quais não conseguimos formar segmentos a partir dos *hits* do detector de vértice e que estariam na parte posterior do espectrômetro. A qualidade também é determinada pelo χ^2 do

traço e o número de planos utilizado para sua reconstrução .

Começamos a procura do vértice primário a partir do cruzamento entre o feixe e o centro do alvo que fora escolhido. Para cada traço qualificado calcula-se o χ^2 em relação a este "vértice" e aqueles com χ^2 acima de um valor aceitável, serão eliminados. Nesta primeira fase, o "vértice" não tem sua posição alterada, mas após a nova seleção de traços, um novo ajuste é feito e a posição do vértice é interativamente recalculada até que sua posição em z (ao longo do feixe) varie por uma certa fração do erro em z . Ainda assim podemos estar usando traços que pertencem ao vértice secundário e que está sendo computado como vindo do primário. Após um corte mais severo em χ^2 , calculado para cada traço em relação a nova posição do vértice, extraímos a posição do vértice primário e os traços eliminados nesta fase, que serão os possíveis candidatos a formarem um vértice secundário.

Para encontrar um vértice secundário, o mesmo esquema do primário é usado, só que desta vez os traços "iniciantes" serão estes últimos traços eliminados pelo ajuste do vértice primário, ao invés do feixe como no caso anterior. Algumas restrições são aplicadas quanto ao número de vértices secundários que podem ser achados e de traços que cada um destes pode conter.

Seguindo estas restrições , coletamos os traços candidatos a formarem um vértice secundário utilizando outros cortes: primeiro, caso dois ou mais traços tiverem como separação mínima transversal um certo valor abaixo de um limite, estes são candidatos a formarem um vértice. Outra hipótese, se a separação mínima transversal entre um traço e um ou mais traços do vértice primário ocorrer em um ponto posterior, a uma distância mínima do vértice primário, também consideraremos estes traços. No caso de dois possíveis vértices secundários terem uma separação mínima tanto transversal quanto longitudinal abaixo de certos valores, estes vértices serão considerados como apenas um só. Ou ainda, se estes valores forem um pouco maiores, mas os vértices apresentarem um traço em comum, o mesmo ocorrerá.

Após a seleção , é feito um ajuste para que cada traço pertença a um vértice secundário, sem eliminar nenhum deles, qualquer que seja o valor de χ^2 calculado.

Além disso, caso algum traço que a priori estava ligado ao vértice primário e que tenha um χ^2 em relação à um vértice secundário pequeno, passará a pertencer a este.

Concluindo, este tipo de algoritmo provoca alguns problemas numa seleção de vértices. É provável que existam muitos traços em um vértice, piorando a situação no caso de uma separação entre o primário e o secundário pequena. Um vértice secundário pode ser, indevidamente, dividido em dois no caso de um traço ter baixo momento e portanto ter uma distância de separação mínima transversal grande entre ele e os outros traços, forçando a criação de um vértice não existente ou ainda, devido a erros na medida de separação mínima longitudinal entre dois secundários, caso em que estes não serão considerados como um só. Isto tudo se deve ao fato de não haver uma seleção em χ^2 para obter o secundário, mas apenas considerar o problema como uma configuração geométrica.

No caso do outro algoritmo, que vou chamar de *vtx*, a filosofia é diferente. A idéia aqui é, com os traços previamente selecionados (como no caso anterior), tentar formar todas as combinações possíveis de par vértice primário - vértice secundário, e fazer um corte em χ^2 .

O esquema começa com um ajuste de todos os traços a um vértice apenas. Se o χ^2 deste vértice for menor que um determinado valor, este evento não será mais considerado para formar uma nova combinação. Se não for o caso, tentamos todas as combinações fisicamente possíveis de dois vértices. Podemos ter entre 2-5 traços em cada vértice e o feixe sempre fará parte do primário. Encontramos primeiro um vértice primário e os traços de maior contribuição de χ^2 para este vértice serão candidatos para o secundário. O número de traços que deixam de ser usados pelo primário e passam para o secundário varia de acordo com a combinação que estiver sendo feita, sempre lembrando que os vértices também são cortados em χ^2 , tanto o primário quanto o secundário simultaneamente. Além disso, um χ^2 calculado para separação entre os vértices também é usado para eliminar combinações em que este valor seja compatível com zero, não sendo assim interpretado como dois vértices. Portanto só as combinações que satisfazem todos estes requerimentos são aceitas. Além disso, no caso de haver uma interação secundária, ou seja, um vértice secundário no material

Fases do feixe	$\Sigma^- 600 GeV$	$\pi^- 600 GeV$	$p 550 GeV$	$\pi^+ 550 GeV$
Negativa	53%	43%	—	—
Σ^-	94%	0.6%	—	—
Positivo	—	—	94%	2.8%

Tabela 4.1: Propriedade do feixe incidente

de um dos alvos posteriores ao alvo do vértice primário, aquele não será confundido com um vértice primário, não correndo o risco de formar um novo par.

4.3 A identificação de partículas

Um outro pacote que é acionado logo após os traços e seus respectivos momentos serem encontrados é o de identificação de partículas. A identificação de traços carregados pode ser feita através do BTRD, ETRD e RICH. Nesta análise, as contribuições do BTRD e do RICH são fundamentais.

4.3.0.1 BTRD

O BTRD faz uma separação bastante clara entre partículas pesadas e leves. Sendo assim podemos identificar o tipo de feixe incidente durante a tomada de dados. O SELEX organiza sua tomada de dados em 3 fases: a fase negativa, onde o feixe é composto basicamente por frações de Σ^- e π^- , a fase Σ^- , onde o experimento apenas dispara caso haja a incidência do híperon Σ^- nos alvos e a fase positiva, quando o feixe é composto por p e π^+ . A fração de cada partícula do feixe durante os três períodos de *run* está sintetizada na tabela 4.1.

A experiência acumulou ao todo 15,2 bilhões de interações. Estas são calculadas levando-se em conta a fração de tempo que o experimento é capaz de coletar dados. Assim, o número de interações nos alvos é dado pelo produto entre esta fração de tempo e o comprimento total de interações nos alvos. A tabela 4.2 contém a quantidade de interações acumuladas separadas em cada partícula do feixe. No SELEX, predominam interações com feixe de Σ^- .

Feixe	Interações (Bilhões)
π^-	2,16
Σ^-	10,17
p	2,81
π^+	0,15

Tabela 4.2: Número de interações para cada um dos feixes usados.

4.3.0.2 RICH

O detector RICH é capaz de separar p , K e π numa larga escala de momento. Para cada traço no evento, uma "Análise de Máxima Verossimilhança" (Maximum Likelihood Analysis) é aplicada. O algoritmo usa traços extrapolados das PWC, projetados nos fotocátodos para determinar o centro do anel e examina as hipóteses de diferentes tipos de partículas. A função de verossimilhança compara o número de *hits* observados com o esperado usando eficiências medidas, resoluções de um único *hit* ($\sigma_h = 5.5mm$) e o momento do *hit*, para cada hipótese. O valor esperado para o ruído de fundo é calculado para cada traço separadamente, contando *hits* numa banda fora do raio para partículas com $\beta = 1$.

Com o intuito de discriminar diferentes partículas, cortes são usados nos raios das curvas ($\sigma_r = 1,6mm$) para diferentes hipóteses e também para aquelas abaixo do limiar.

O RICH pode separar dentro de $2\sigma_r$ káons e pions até $185GeV$ e prótons e píons até $323GeV$. Assim, a eficiência de identificação de partículas pelo RICH é elevada ($\simeq 98\%$), diminuindo para cada traço com alto momento devido a perda de resolução na reconstrução do anel. Abaixo do limiar, a eficiência cai para valores acima de 90%, com uma identificação incorreta bastante baixa (da ordem de alguns por cento apenas).

Juntamente com as outras informações, começa então o estágio de reconstrução das partículas.

4.4 A reconstrução de partículas

O pacote de reconstrução de partículas, chamado RECON, é o código padrão guiado por uma linguagem de alto nível para reconstruir hipóteses de partículas formadas a partir de objetos reconstruídos pelo SOAP como os vértices, traços e identificações de partículas. Os parâmetros da hipótese de partículas reconstruídas são as posições dos vértices e separação entre eles, L , assim como seu erro σ , quadri-momento, massa e respectivo erro, dados do traço, identificação de partícula e carga.

O RECON utiliza uma tabela com cortes nestas variáveis para cada partícula de interesse. Cada vez que uma partícula obedece ao critério exigido pelo RECON, suas propriedades são armazenada em forma de n-tuple e assim podemos fazer nossa análise.

4.5 A simulação de dados

Os eventos simulados podem ser estudados usando-se uma ferramenta incorporada no pacote SOAP, que vamos chamar de *embed*. Esta simula eventos gerados no aparato experimental do SELEX. Estes eventos podem ser implantados com ou sem eventos subjacentes provenientes dos dados reais. O programa é útil para o desenvolvimento e testes de algoritmos de reconstrução, assim como estudar a aceitação geométrica do aparato e obter eficiências de reconstrução.

Primeiro devemos gerar os eventos de interesse contando para isso com o pacote *QQ* [50] desenvolvido pela colaboração CLEO. Este é alimentado por um arquivo onde as informações da partícula de interesse, como massa, vida média e modo de decaimento são definidos. Os eventos consistem de vários traços provenientes da interação que ocorre na coordenada (0,0,0) com um feixe incidente ao longo da direção z . Cada traço é caracterizado pela posição da partícula, suas respectivas projeções nas 3 direções espaciais, pelo momento total da partícula e por sua massa. O traço é então rodado e transladado a fim de que o feixe e o ponto de interação que o produziu coincidam com o feixe e o vértice primário proveniente dos dados de onde o evento será

implantado. Quando o feixe ou o vértice primário não estão disponíveis, o programa tem duas opções : desprezar este evento completamente ou assumir que a posição na coordenada z do vértice é a mesma de um dos alvos de produção de charme.

A coordenada do *hit* para cada plano do aparato é calculada usando a mesma função de trajetória utilizada pelo SOAP. A aceitação geométrica, por sua vez, é baseada em constantes previamente armazenadas em tabelas para cada plano e posição dos ímãs. Efeitos de espalhamentos coulombianos múltiplos também são implementados neste pacote.

4.6 Seleção de eventos de Λ_c^+

Os critérios de seleção , ou cortes, são condições impostas ao evento para ajudar a otimizar o sinal e reduzir o ruído. O SELEX emprega seis cortes no processo de seleção dos eventos charmosos que são descritos a seguir.

1 - O primeiro critério está relacionado com a boa reconstrução do vértice secundário, baseado na qualidade do ajuste dos traços que o compõe. O corte $\chi^2/n_{gl} < 5$, é imposto sobre os traços que em princípio formam o vértice secundário. Esta condição reduz o número de traços ilegítimos.

2 - A maioria de eventos que se originam da interação hadrônica envolve decaimentos fortes de ressonâncias e partículas de vida longa. Uma vez que o decaimento forte ocorre, quase que imediatamente todas as partículas no evento parecem ter vindo de um ponto comum no espaço, o vértice primário. No caso da partícula charmosa Λ_c^+ , esta decai via interação fraca e portanto possuem um tempo de vida suficientemente longo para decair longe do ponto de interação . A separação longitudinal solicitada entre o vértice primário e o secundário, L , dividido por seu erro, σ deve ser maior que 8σ . Este é o corte mais importante para a redução do ruído.

3 - A direção do momento total reconstruído de Λ_c^+ em princípio deveria apontar de

volta à posição do vértice primário, visto que este se formou neste ponto. Aceitamos então que ao extrapolarmos esta direção do Λ_c^+ até o plano $z = 0$, a distância do ponto onde a direção do Λ_c^+ cruza com o este plano não deve exceder $12\sigma_b$, onde σ_b é o erro na medida desta distância. Em nossa notação teremos "pointback" $= b/\sigma_b < 12$, conforme a figura 4.1.

Figura 4.1: Desenho esquemático, fora de escala, mostrando os cortes utilizados para a seleção de eventos charmosos.

4 - Um outro corte importante para a seleção final da amostra é a identificação de partículas, realizada pelo RICH. No caso de Λ_c^+ , K e p devem ser identificados tal que a probabilidade da partícula ser identificada como K ou p deve ser maior do que a probabilidade de ser um π , ou seja, $P(p) > P(\pi)$ e $P(K) > P(\pi)$.

5- Vértices secundários não devem estar localizados no meio material. Este corte tem a intenção de eliminar os vértices secundários que surgem caso haja uma interação da partícula produzida no vértice primário com a matéria do alvo.

Na tabela 4.3 resumimos os cortes aplicados a seleção de Λ_c^+ e na figura 4.3 temos uma ilustração de um evento típico de Λ_c^+ observado na região do vértice e do

$\chi^2/n_{gl} < 5$
$L/\sigma > 8$
$putx < 12$
$P(K), P(p) > P(\pi)$

Tabela 4.3: Cortes para seleção de eventos de Λ_c^+

RICH. E na figura 4.2 temos a amostra final de Λ_c^+ de nossa experiência.

Figura 4.2: Amostra total de Λ_c^+ da E781.

Figura 4.3: Um evento típico do Λ_c^+ na região de vértice (esquerda) e no RICH (direita).

Capítulo 5

Análise dos estados $\Sigma_c^{++/0}$ e $\Sigma_c^{(++/0)*}$

5.1 Reconstrução dos estados de Σ_c e Σ_c^*

Uma vez selecionados os eventos que contêm Λ_c^+ , a reconstrução dos estados de Σ_c e Σ_c^* deveria ser automática. Devemos apenas agrupar um Λ_c^+ com um π e se esta combinação estiver de acordo com a cinemática do decaimento, teremos em princípio um estado de Σ_c ou Σ_c^* .

A forma como determinamos que combinações são aceitáveis depende primeiro da seleção de eventos de Λ_c^+ . Primeiro selecionamos todos os Λ_c^+ como descrito anteriormente. Feito isto, para reduzirmos o fundo e obtermos um sinal razoável de Σ_c ou Σ_c^* , precisamos selecionar os Λ_c^+ usando o método que chamarei de "subtração de bandas laterais". Este consiste basicamente em contar apenas Λ_c^+ contidos na região do sinal propriamente dito. Na figura 5.1, selecionamos uma parte do fundo, parte sombreada. Sabendo que este fundo pode ser parametrizado por uma reta, vamos extrair o fundo abaixo do sinal usando o fundo lateral para obtermos a contribuição que aquele fundo proporciona a região do sinal. Este método é muito útil para reduzir o número de combinações de $\Lambda_c^+ + \pi$ que podemos ter a um número bem mais seletivo. Uma vez selecionados estes Λ_c^+ , adicionamos um π a esta partícula. A partir daí fizemos alguns cortes a mais para a seleção final. Estes são :

- 1- $pt_{\pi} < 12$ - A combinação $\Lambda_c^+ + \pi$ deve estar apontada para o mesmo vértice,

Figura 5.1: Estado Λ_c^+ com os cortes aplicados. A região sombreada é a região das bandas laterais.

ou seja, tanto o Λ_c^+ quanto o π devem ter como ponto comum o ponto em que eles se formaram. Para isso cortamos no "point back", como descrito no capítulo anterior.

2- $L/\sigma > 8$ - Cortamos a distância entre o vértice primário e o secundário em 8σ , o erro combinado dos vértices.

Uma vez aplicado os cortes e obviamente obedecendo os limites da cinemática, reconstruímos os Σ_c . Para medir a massa do Σ_c usamos uma técnica que é na verdade a medida da diferença de massa $\Sigma_c - \Lambda_c^+$. Assim, os erros que o estado de Λ_c^+ nos proporcionam acabam por se cancelar e a medida torna-se mais precisa, deixando os erros apenas sobre o π .

Na figura 5.2 temos os resultados finais dos quatro estados de massa já otimizados pelos cortes. Na parte superior da figura temos os estados Σ_c^{++} , pico de valor de diferença de massa menor e Σ_c^{*++} , o de valor maior. Na parte inferior temos os picos de Σ_c^0 e Σ_c^{*0} na mesma disposição. Obtemos então como medida para as diferenças de massa, apenas com os erros estatísticos, os valores $M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+} = 167.5 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^0} - M_{\Lambda_c^+} = 167.9 \pm 0.7 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{*++}} - M_{\Lambda_c^+} = 237.4 \pm 4.9 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{*0}} - M_{\Lambda_c^+} =$

Figura 5.2: Diferenças de massa $M_{\Sigma_c} - M_{\Lambda_c}$. Parte superior estado Σ_c^{++} , parte inferior Σ_c^0 . Os picos da esquerda são Σ_c^{++} e Σ_c^0 e os da direita Σ_c^{++*} e Σ_c^{0*}

$232.8 \pm 1.7 \text{ MeV}/c^2$.

Antes de estudarmos e extrairmos os valores para a massa destes estados com os erros sistemáticos embutidos vamos falar de suas larguras e aí sim concluir nossa medida.

5.2 Medida da largura

Para extrairmos a largura do pico precisamos primeiro obter a resolução com que este pico foi reconstruído. A largura que temos em nosso gráfico é o resultado da

Figura 5.3: Distribuição de $M_{\Sigma_c^*} - M_{\Lambda_c}$ para eventos simulados supondo largura natural zero para os Σ_c^* .

convolução entre a largura devido a esta resolução, que distribui-se de forma normal, com a largura natural dos Σ_c . No caso dos Σ_c^* será a convolução com uma distribuição da forma de uma Breit-Wigner. Os estados de Σ_c têm uma largura pequena, da ordem da própria resolução. Esperamos que sua largura natural seja em torno de $2-3 \text{ MeV}$. Sendo assim, com nossa atual medida da resolução, não é possível extrair a largura natural do estado. Precisamos dominar melhor esta medida a fim de separá-las. No caso dos estados de Σ_c^* , as suas larguras naturais são muito maiores que a resolução que medimos e portanto não precisamos de uma medida para a resolução tão precisa. Vamos então medir as larguras naturais dos dois estados de Σ_c^* . Começamos

simulando os estados de Σ_c^* supondo que estes não tenham largura natural alguma. Temos na figura 5.3 o resultado de nossa simulação. A partir daí, extraímos após o ajuste com uma gaussiana, a largura deste pico e temos assim nossa resolução.

Figura 5.4: Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte L/σ

Se agora voltarmos a olhar para a figura 5.2, podemos junto com o resultado para a resolução, determinar a largura natural de nosso estado com erros estatísticos apenas. Temos os valores de largura para os estados de Σ_c^* , $\Gamma_{\Sigma_c^{*++}} = 16.1 \pm 7.8 \text{ MeV}$ e $\Gamma_{\Sigma_c^{*0}} = 9.1 \pm 6.0 \text{ MeV}$.

Podemos agora nos concentrar no estudo dos erros sistemáticos que afetam nossas medidas.

Figura 5.5: Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte L/σ

5.3 Erros sistemáticos

As variáveis que investigamos como possíveis fontes de erros sistemáticos na medida da massa dos Σ_c e Σ_c^* são :

1- L/σ - Variamos o valor deste corte para determinar algum erro sistemático. Notamos conforme os gráficos da figura 5.4, onde mostramos a variação do valor da diferença de massa com o corte L/σ para os quatro estados, que apenas a medida da diferença de massa do estado Σ_c^0 parece sofrer de um erro sistemático devido a este corte. No caso da medida da largura, mostramos a dependência na figura 5.5 e também não notamos uma forte dependência com o corte L/σ .

Figura 5.6: Distribuição de momento do π para cada estado.

2- Momento do π - O pión geralmente é um traço de baixo momento, conforme a figura 5.6. Sendo assim a resolução deste traço é ruim se compararmos com um traço de alta energia. Isto afeta a qualidade de nossa reconstrução e também pode ser uma fonte de erro sistemático, se pensarmos que podemos estar continuamente atribuindo valores incorretos a seus parâmetros. Nas figuras 5.7 e 5.8 mostramos as dependências das medidas de massa e largura com o momento do π respectivamente. No caso da medida da largura de $\Sigma_c^{'+}$, estamos bem no limite dos valores que podemos variar o momento e ainda mantermos o sinal, por isso não somos capazes de extrair nenhuma contribuição para o erro sistemático desta medida. O mesmo ocorre com a dependência das medidas com o alvo. Fizemos um estudo da possível con-

Figura 5.7: Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte no momento do π

tribuição do tipo e da diferente posição de cada alvo utilizado na experiência, mas novamente estamos no limite de baixa estatística onde não conseguimos reconstruir um sinal aceitável se separarmos os eventos em cada alvo.

3- Região de sinal do Λ_c^+ - A região que selecionamos como sendo a região onde extraímos os Λ_c^+ para formar os Σ_c pode também afetar nossa medida. Verificamos então a região em torno do sinal que aceitamos para nossos candidatos a Λ_c^+ , conforme mostra a figura 5.9. Para a largura temos os gráficos 5.10. A contribuição para ambas as medidas é pequena sendo estas dominadas pelos erros estatísticos.

Nas tabelas 5.1 e 5.2, resumimos os resultados destas dependências para cada

Figura 5.8: Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte no momento do π

um dos estados.

Variável	Erros Sistemáticos MeV/c^2			
	$M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+}$	$M_{\Sigma_c^0} - M_{\Lambda_c^+}$	$M_{\Sigma_c^{++*}} - M_{\Lambda_c^+}$	$M_{\Sigma_c^{0*}} - M_{\Lambda_c^+}$
l/σ	0.1	1.2	1.1	0.3
sinal	0.	0.2	1.7	0.9
p_π	0.2	0.1	2.4	0.9

Tabela 5.1: Contribuições para os erros sistemáticos da medida da diferença de massa para os estados Σ_c

5.4 Resultados e comparações

Na tabela 5.3 mostramos nosso resultado final para o valor da diferença de massa juntamente com o que já temos de resultados de outras experiências conforme descrito no PDG [2].

Figura 5.9: Dependência de $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ com o corte no sinal de Λ_c^+

No caso da medida da largura natural dos estados temos a tabela 5.4.

Na figura 5.11 temos nosso resultado da diferença de massa mostrado juntamente com os resultados já obtidos anteriormente. Na figura superior, temos o resultado para Σ_c^{++} e a inferior Σ_c^0 . A barra de erro mais interna reflete apenas a contribuição estatística para o erro e a externa é a combinação do erro estatístico com o sistemático. Em 5.12 mostramos a mesma comparação para os estados de Σ_c^* , com as mesmas atribuições para a parte superior e inferior da figura. Neste caso, somente a medida de CLEO, que corresponde ao valor oficial do PDG, é que podemos usar para nossa comparação. Na figura 5.13 temos o mesmo para a largura dos estados de Σ_c^* .

Figura 5.10: Dependência de Γ_{Σ_c} com o corte no sinal de Λ_c

Variável	Erros Sistemáticos MeV	
	$\Gamma_{\Sigma_c^{++}}$	$\Gamma_{\Sigma_c^*}$
l/σ	4.4	3.9
sinal	3.4	1.0
p_π	-	4.7

Tabela 5.2: Contribuições para os erros sistemáticos da medida da largura para os estados Σ_c

Podemos concluir pelos gráficos das figuras 5.11 e 5.12 que nossa medida está totalmente compatível com o que já foi observado e com o que temos de valores oficiais para as medidas. Com isso em mente, podemos agora fazer o estudo de hadroprodução com feixe de bárion para os quatro estados.

Colaboração	$M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+}$	$M_{\Sigma_c^*} - M_{\Lambda_c^+}$	$M_{\Sigma_c^{*++}} - M_{\Lambda_c^+}$	M_Σ
E781	$167.5 \pm 0.5 \pm 0.2$	$167.9 \pm 0.7 \pm 1.2$	$237.4 \pm 4.9 \pm 3.1$	232.8
CLEO	$168.2 \pm 0.3 \pm 0.2$	$167.1 \pm 0.3 \pm 0.2$	$234.5 \pm 1.1 \pm 0.8$	232.6
E791	$167.76 \pm 0.29 \pm 0.15$	$167.38 \pm 0.29 \pm 0.15$	-	
E687	$167.6 \pm 0.6 \pm 0.6$	$166.6 \pm 0.5 \pm 0.6$	-	
PDG	167.87 ± 0.19	167.30 ± 0.20	234.5 ± 1.4	23

Tabela 5.3: Resultados das medidas das diferenças de massa em MeV/c^2 .

Colaboração	$\Gamma_{\Sigma_c^{++}}(\text{MeV})$	$\Gamma_{\Sigma_c^*}(\text{MeV})$
E781	$16.2 \pm 7.8 \pm 5.5$	$9.1 \pm 6.0 \pm 6.2$
CLEO	$17.9^{+3.8}_{-3.2} \pm 4.0$	$13.0^{+3.7}_{-3.0} \pm 4.0$

Tabela 5.4: Resultados das medidas de largura.

Figura 5.11: Comparação entre nosso resultado de $M_{\Sigma_c^{++/0}} - M_{\Lambda_c^+}$ e outros experimentos.

Figura 5.12: Comparação entre nosso resultado de $M_{\Sigma_c^{++/0}} - M_{\Lambda_c^+}$ e o valor do PDG.

Figura 5.13: Comparação entre nosso resultado de $\Gamma_{\Sigma_c^{(++)*}}$ e o valor do PDG.

Capítulo 6

Hadroprodução de Σ_c e Σ_c^*

6.1 Distribuições em x_f

As medidas de hadroprodução para estes estados Σ_c , com exceção de Σ_c^0 [51] nunca foram feitas anteriormente com um feixe de bárion. Em particular, os estados excitados não têm até hoje nenhuma medida de hadroprodução. Nossa medida portanto é uma medida inédita e um resultado importante para o entendimento da produção destas partículas.

Para iniciarmos esta medida, primeiro temos que obter a curva de aceitação dos eventos de Σ_c em função de nossa variável, x_f . A eficiência de reconstrução será usada para corrigir aqueles eventos que foram coletados pela experiência e eram possíveis candidatos de interesse, mas não foram reconstruídos como sinal. Esta perda de eventos pode ser um efeito do critério de seleção que adotamos, uma ineficiência de algum detector ou simplesmente a aceitação geométrica do espectrômetro.

O primeiro passo foi gerar 100,000 eventos com as características de cada partícula de interesse. Para isso, utilizamos o gerador QQ, já mencionado anteriormente. Este gerador nos proporciona estes eventos para cada um dos Σ_c , cada um com suas respectivas massas, larguras, etc. e com a cinemática apropriada. Feito isso, podemos ter dados simulados após sobrepormos estes com eventos reais. O resultado da simulação dos dados para cada um dos Σ_c pode ser observado na figura 6.1

Figura 6.1: Distribuições de massa de dados simulados para cada um dos estados de Σ_c

Podemos agora fazer as distribuições em x_f simuladas para cada um dos estados já com os cortes otimizados. Feito isso, ao normalizarmos esta distribuição pela distribuição em x_f gerada, teremos então a curva de eficiência. Na figura 6.2 temos as distribuições das eficiências de reconstrução em função de x_f .

Voltando para dados reais, na figura 6.3, temos a distribuição de eventos de Σ_c como função de x_f com os cortes otimizados. Podemos agora corrigir estes eventos pela eficiência de reconstrução. Na figura 6.4, temos a distribuição final, já corrigida pela eficiência, dos eventos de Σ_c como função de x_f . O ajuste foi feito como já discutido anteriormente, por uma função da forma $A(1-x_f)^n$, onde A é uma constante

Figura 6.2: Distribuições das eficiências de reconstrução de Σ_c como função de x_f .

e n nosso parâmetro que caracteriza a hadroprodução .

6.2 Erros sistemáticos

Novamente temos diversas variáveis que testamos como fontes de erros sistemáticos na medida da distribuição em x_f dos Σ_c :

1- L/σ - Notamos conforme os gráficos da figura 6.5, onde mostramos a variação do valor de n com o corte L/σ para os quatro estados, que nenhum dos estados parece sofrer de um erro sistemático devido a este corte.

Figura 6.3: Distribuições de eventos de Σ_c como função de x_f para dados reais.

2- Momento do π - Na figura 6.6 mostramos a dependência da medida com o momento do π . Novamente nenhum dos estados parece sofrer de um erro sistemático devido a este corte.

3- Região de sinal do Λ_c^+ - Checamos a região em torno do sinal que aceitamos para nossos candidatos a Λ_c^+ , conforme mostra a figura 6.7. Mais uma vez, nossos erros estatísticos são dominantes.

4- Número de bins - Nossa estatística é baixa e portanto temos que nos restringir a poucos bins para nossa análise. Isso pode nos levar a crer que estamos num limite e portanto poderíamos ter uma variação de valor de n ao mudarmos o número de bins

Figura 6.4: Distribuições corrigidas de eventos de Σ_c como função de x_f para dados reais.

utilizados. Na figura 6.8 temos a dependência de n com o número de bins. Notamos que não há grandes contribuições pela variação do bin.

5- Ajuste da curva - Tendo poucos bins em nossa distribuição, o peso de um bin apenas é muito grande. Isto pode afetar o ajuste da função, se deixarmos de ajustar todos os pontos. Fizemos diversos ajustes com diversos número de pontos e temos como resultado a dependência dada pela figura 6.9.

Na tabela 6.1, mostramos a contribuição de cada quantidade para os sistemáticos do valor de n para cada um dos estados. Note que não estudamos a dependência de n com cada alvo da experiência. Este estudo foi feito, mas infelizmente não temos

Figura 6.5: Dependência de x_f com o corte L/σ

estatística suficiente para extrair uma conclusão da possível correlação entre n e cada alvo.

6.3 Resultados e conclusões

Na tabela 6.2 mostramos nosso resultado final para o valor de n para cada um dos estados de Σ_c e na figura 6.10 temos um gráfico com estes valores e mais o valor oficial de nossa experiência para o Λ_c^+ . Esperamos que o valor de n para nossos estados de Σ_c sejam praticamente o mesmo valor de n para o Λ_c^+ . Isso se deve ao fato do Λ_c^+ carregar quase todo o momento do Σ_c e portanto suas distribuições em x_f seriam

Figura 6.6: Dependência de x_f com o corte no momento de π

próximas. Notamos que os valores de n dos estados Σ_c estão compatíveis. Apenas o valor de n de Σ_c^0 está abaixo da expectativa, mas ainda assim este é compatível com os outros estados de Σ_c .

Figura 6.7: Dependência de x_f com o corte no sinal de Λ_c .

Variável	Erros Sistemáticos			
	$n_{\Sigma_c^{++}}$	$n_{\Sigma_c^+}$	$n_{\Sigma_c^{*++}}$	$n_{\Sigma_c^{*+}}$
l/σ	0.29	0.08	0.36	0.33
bin	0.11	0.31	0.11	0.34
sinal	0.19	0.19	0.42	0.51
p_π	0.26	0.21	0.24	0.40

Tabela 6.1: Contribuições para os erros sistemáticos da medida de n para os estados Σ_c .

Figura 6.8: Dependência de x_f com o número de bins.

Estado	n
Σ_c^{++}	$2.57 \pm 0.57 \pm 0.45$
Σ_c^0	$1.37 \pm 0.27 \pm 0.43$
Σ_c^{*++}	$2.13 \pm 0.26 \pm 0.61$
Σ_c^{*0}	$2.05 \pm 0.35 \pm 0.80$

Tabela 6.2: Resultados das medidas dos valores de n .

Figura 6.9: Dependência de x_f com o tipo de ajuste.

Figura 6.10: Comparação do valor de n para os diferentes estados de Σ_c e Λ_c^+

Capítulo 7

Conclusão

O objetivo deste trabalho foi o estudo dos estados $\Sigma_c^{++/0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ e $\Sigma_c^{(++)*} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^{+/-}$ a partir de dados do SELEX/E781.

Como resultados finais extraímos as diferenças de massa de cada um dos quatro estados com os valores: $M_{\Sigma_c^{++}} - M_{\Lambda_c^+} = 167.5 \pm 0.5 \pm 0.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^0} - M_{\Lambda_c^+} = 167.9 \pm 0.7 \pm 1.2 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{++*}} - M_{\Lambda_c^+} = 237.4 \pm 4.9 \pm 3.1 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\Sigma_c^{0*}} - M_{\Lambda_c^+} = 232.6 \pm 1.7 \pm 1.3 \text{ MeV}/c^2$. Estas medidas são importantes principalmente no caso dos estados de Σ_c^* para os quais apenas uma medida oficial é considerada pelo PDG até o momento. Nossa medida portanto irá contribuir para a média mundial tendo assim um resultado ainda mais confiável para este valor e consequentemente futuras previsões teóricas que necessitem destes valores provavelmente estarão ainda mais de acordo com as experiências.

Esta expectativa sobre o resultado das massas temos também em relação as medidas de largura que obtivemos. Estas são : $\Gamma_{\Sigma_c^{++*}} = 16.2 \pm 7.8 \pm 5.5 \text{ MeV}$ e $\Gamma_{\Sigma_c^{0*}} = 9.1 \pm 6.0 \pm 6.2 \text{ MeV}$.

Obtivemos também as ditribuições em x_f para os quatro estados com resultado para o parâmetro característico n como: $n_{\Sigma_c^{++}} = 2.57 \pm 0.57 \pm 0.45$, $n_{\Sigma_c^0} = 1.37 \pm 0.27 \pm 0.43$, $n_{\Sigma_c^{++*}} = 2.13 \pm 0.26 \pm 0.61$, $n_{\Sigma_c^{0*}} = 2.05 \pm 0.35 \pm 0.80$. A medida de hadroprodução realizada neste trabalho é totalmente inédita e certamente irá contribuir para o aprimoramento dos modelos de hadroprodução que temos atualmente.

Referências Bibliográficas

- [1] P. Renton, *Electroweak Interactions*. Cambridge University Press, 1990.
- [2] Particle Data Group, C. Caso *et al.*, *Eur. Phys. J.* (2000).
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964)
- [4] G. Zweig, An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking II, 1964, CERN-TH-412(não publicado, veja porém em [5]).
- [5] D. B. Lichtengerg and S. P. Rosen, editors, *Developments in the Quark Theory fo Hadrons*, Vol.1, 1964-1978, Hadronic Press, Inc. Nonantum, MA, 1980.
- [6] Y. Fukunda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562 (1998).
- [7] F. Halzen and A.Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*. New York : Wiley, c1984.
- [8] T. Muta, *Foundations of quantum chromodynamics*. World Scientific, 1987.
- [9] M. Neubert, *Phys. Reports* 245, 259 (1994)
- [10] J. J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, 1404 (1974).
- [11] J. E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, 1406 (1974).
- [12] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* 37, 255 (1976)
- [13] I. Peruzzi et al., *Phys. Rev. Lett.* 37, 569 (1976).
- [14] K. Niu, E. Mikumo e Y. Maeda, *Prog Theor. Phys.* 46, 1644 (1971).

- [15] K. Hoshino *et al.*, Prog. Theor. Phys. 53, 1859 (1975).
- [16] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
- [17] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D50, 2966 (1994).
- [18] J. L. Rosner, Phys. Rev. D57, 4310 (1998)
- [19] R. K. Bhaduri, L. E. Cohler and Y. Nogami, Nuovo Cim. 65A, 376 (1981).
- [20] S. Capstick, Phys. Rev. D36, 2800 (1987).
- [21] L. H. Chan, Phys. Rev. D31, 204 (1985).
- [22] M. Genovese, J. M. Richard, B. Silvestre-Brac e K. Varga, Phys. Rev. D59, 014012 (1999).
- [23] W. Y. Hwang and D. B. Lichtenberg, Phys. Rev. D35, 3526 (1987).
- [24] N. Isgur, Phys. Rev. D21, 779 (1980), Erratum: *ibid*, D23, 817 (1981).
- [25] M. A. Ivanov, J. G. Kroner, V. E. Lyubovitsky e A. G. Rusetsky, Phys. Lett. B442, 435 (1998).
- [26] M. A. Ivanov, J. G. Kroner, V. E. Lyubovitsky e A. G. Rusetsky, Phys. Rev. D60, 094002 (1999).
- [27] S. Tawfiq, P. J. O'Donnell e J. G. Korner, Phys. Rev. D58, 054010 (1998).
- [28] D. Pirjol and T. M. Yan, Phys. Rev. D56, 5483 (1997).
- [29] M. Q. Huang, Y. B. Dai and C. S. Huang, Phys. Rev. D52, 3986 (1995).
- [30] J. L. Rosner, Phys. Rev. D52, 6461 (1995).
- [31] J. Appel, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 42, 367 (1992).
- [32] B. Povh, Nucl Phys A 532, 133c (1991).

- [33] M.Buenérd, The hyperon charge and matter form factors, preprint PPE-92-016, CERN, 1992.
- [34] B.Povh and J.Hufner, Phys Rev Lett 58, 1612 (1987).
- [35] J.Kunz, P.Mulders and G.Miller, Phys Lett B 255, 11 (1991).
- [36] R.C. Fernow, *Introduction to experimental particle physics*, Cambridge University Press, 1986.
- [37] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 2nd edition 1994.
- [38] J. Engelfried *et al.*, The SELEX phototube RICH detector, Nucl. Instr. and Meth. A431, 53 (1999). FERMILAB-PUB-98/299-E.
- [39] A. Kulyavtsev *et al.*, E781 hardware trigger preliminary design, H-note 676, SELEX Internal Report, 1994.
- [40] J. Engelfried *et al.*, The E781 trigger and data acquisition system, H-note 643, SELEX Internal Report, 1995.
- [41] *The E781 Trigger and Data Acquisition System*; J. Engelfried. Talk at the CHARM2000 Workshop, Fermilab, June 7-9 1994.
- [42] M.A. Puget *et al.*, Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 9, 1 1994.
- [43] G. Charpak *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. 62, 235 (1968).
- [44] J. Heintze, Nucl. Instr. Meth. 156, 227 (1978).
- [45] T. Lungov, L.G. Emediato, *Vector Drift chambers Database*, H-note 779, SELEX Internal Report, 1997.
- [46] F. Sauli, CERN 77-09 1977.
- [47] V.I. Razin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A321, 504 (1992).

- [48] Manual do módulo *time-to-digital converter* TDC 10C6, Phillips Scientific, 305 Island Road, Mathwah, New Jersey 07430, USA.
- [49] M.A. Puget, *Estudos sobre uma câmara de arrasto para um experimento de altas energias*, Tese de mestrado, Universidade de São Paulo, 1993.
- [50] Veja documentação na seguinte web page:
http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ/qq_expert.html.
- [51] A. Simon for the WA89 collaboration, In *Meribel les Allues 1994, QCD and high energy hadronic interactions* 411-416

~~CONFIDENTIAL~~

Name: root
Host: mestre.if.usp.br
Printer: hp4si_duplex
Date: Thu Jan 4 17:56:33 2001