

Tese de Mestrado

**Estudo da Detecção de Bárions
Charmosos na Experiência *E781***

Ana Lucia Ferreira de Barros

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro — maio de 1997

Aos meus pais, Valden e Lúcia.

À minha tia, Valbéia.

Ao meu marido, J. Acacio.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à Professora Anna Maria Freire Endler pela orientação, estímulo, e amizade, e pelas incontáveis horas de estimulantes discussões científicas.

Agradeço à todos os meus amigos, que tornaram o ambiente de trabalho mais agradável. Em especial, agradeço à todos os membros do DNE/CBPF, onde a maior parte deste trabalho foi desenvolvida, e aos funcionários da CFC e da biblioteca do CBPF.

Gostaria também de agradecer à CFC do CBPF pelo auxílio financeiro que possibilitou minha ida ao *Fermilab* em Setembro de 1996, para o acompanhamento da experiência *E781*. Também agradeço à colaboração *E781* do *Fermilab* pelo financiamento parcial de minha estadia neste mesmo período. Finalmente, gostaria de agradecer à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (Capes), pela Bolsa de Mestrado recebida durante a realização deste trabalho.

Resumo

O propósito deste trabalho é fazer um estudo da produção e detecção de bárions charmosos e do bárion duplamente charmoso Ξ_{cc}^{--} , que ainda não foi observado, usando o espectrômetro de bárions *SELEX* (*Segmented Large - X_f*) da experiência *E781*. Simulamos 995 produções nas cadeias de decaimentos de Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^+ e Ξ_{cc}^{--} :

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi_c^- + \pi^- + p,$$

$$\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^-,$$

$$\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^-,$$

$$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda^0 + K^- + \pi^-,$$

$$\Xi_c^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- + \pi^- + \pi^-.$$

e

$$\Xi_{cc}^{--} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^-,$$

onde Ξ_c^- decai da mesma maneira que descrita acima. Usando um feixe de híperons Σ^- num alvo de *Cu*, simulamos as interações à 560 GeV/c. Os traços são percorridos no espectrômetro até os hodoscópios do *trigger* e a condição do *trigger* é verificada. Para o bárion duplamente charmoso, Ξ_{cc}^{--} , encontramos que 40% satisfazem o *trigger*. Estudos do *background* de bárions singularmente charmosos são realizados na procura do duplamente charmoso. Estes estudos mostram que o esperado charme deve ter um sinal visível acima do *background*.

A descoberta de qualquer bárion duplamente charmoso constituirá em uma verificação do Modelo Padrão.

Abstract

The purpose of this study is to get information about the search for production and detection of charmed baryons and the unobserved doubly charmed baryon, Ξ_{cc}^{++} , using the *SELEX (Segmented Large - X_f)* baryon spectrometer of *E781*. We simulate 995 productions and the decays of Λ_c^- , Σ_c^{*-} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^- and Ξ_{cc}^{--} in the chains:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi_c^- + \pi^+ + p,$$

$$\Sigma_c^{*-} \rightarrow \Lambda_c^- + \pi^+,$$

$$\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^-,$$

$$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda^0 + K^- + \pi^-,$$

$$\Xi_c^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- + \pi^- + \pi^-.$$

and

$$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^- + \pi^+,$$

where the Ξ_c^- decays as above. Using a hyperon beam Σ^- in a *Cu* target, we simulate the interactions at 560 GeV/*c*. The tracks are swum through the spectrometer up to the trigger hodoscopes and the trigger condition is checked. For the doubled baryon Ξ_{cc}^{--} , we find that 40% do satisfy the trigger. Studies of the single charm baryon background to the expected double charm baryon sample is carried out. These studies show that the expected double charm signal should be visible above the background.

The discovery of any of the doubly charmed baryons would constitute a check on the Standard Model.

Índice

Introdução	1
1 Física das Partículas Charmosas	7
1.1 Famílias de Partículas	7
1.2 Grandezas Relevantes para o Estudo de Estados Charmosos .	13
1.2.1 Parâmetros do Decaimento de Partículas	13
1.2.2 Processos de Decaimentos Fracos de Bárions Charmosos	14
1.2.3 Supressão por Cabibbo	16
1.3 Estudo de Bárions Charmosos	19
1.3.1 O decaimento do Λ_c^+	20
1.3.2 O decaimento do Σ_c^{++}	21
1.3.3 O decaimento do Ω_c^0	22
1.3.4 Os decaimentos dos Ξ_c^+ e Ξ_c^0	22
1.3.5 Decaimento do Ξ_{cc}^{++}	23
2 Procedimento Experimental	29
2.1 O Acelerador <i>Tevatron</i>	30
2.2 Feixe de Híperons Negativos	32
2.3 O Espectrômetro <i>SELEX</i>	34
2.4 Descrição dos Detectores do <i>SELEX</i>	36

2.4.1	Região do Feixe	37
2.4.2	Região dos Alvos	38
2.4.3	Região do Vértice	39
2.4.4	<i>RICH</i> (Ring-Imaging Cherenkov)	41
2.4.5	Hodoscópios Cintiladores	43
2.4.6	Detectores de Radiação de Transição	43
2.4.7	Câmaras de Arrasto (<i>Drift Chambers</i>)	44
2.4.8	Magnetos	46
2.4.9	Calorímetros	47
2.5	<i>Trigger</i>	49
2.5.1	Nível 1 do <i>Trigger</i>	49
2.5.2	Nível 2 do <i>Trigger</i>	50
2.5.3	Nível 3 do <i>Trigger</i>	50
2.6	Aquisição de Dados e Rendimento Esperado	51
2.7	Calibração e Monitoramento	51
3	Análise Experimental	62
3.1	Simulação Monte Carlo	62
3.2	Produção de Partículas Chamosas	63
3.3	Decaimentos das Partículas Chamosas	66
3.4	Simulação	68
3.4.1	Feixe	68
3.4.2	Produção das Partículas Não Chamosas	71
3.4.3	Inclusão das Partículas Chamosas	72
3.4.4	<i>Trigger</i>	73
3.5	Rejeição do <i>Background</i>	76
3.6	Conclusões	79

Lista de Tabelas

0.1	Interações e suas intensidades relativas a 10^{-13} cm [4].	3
0.2	Interações e seus respectivos mediadores [4].	4
1.1	Quarks e suas cargas, estranhezas e charmes [4].	9
1.2	Alguns mésons com spin zero, formados pela combinação de 2 quarks [7].	9
1.3	Grupos de quarks com número bariônico[4].	10
1.4	Gerações de léptons [7].	11
1.5	Gerações de quarks [7].	12
2.1	Câmaras do feixe <i>BSSD</i> e suas localizações.	38
2.2	Câmaras do feixe <i>BTRD</i> e suas localizações.	39
2.3	Configuração dos Alvos da <i>E781</i>	40
2.4	Propriedades Atômicas e Nucleares dos Alvos da <i>E781</i>	40
2.5	Localização em z dos planos X, Y, U e V do <i>VSSD</i>	41
2.6	Localização do <i>RICH</i> no espectrômetro	43
2.7	Localização dos Hodoscópios	43
2.8	Primeiro Conjunto de Câmaras de Arrasto.	45
2.9	Segundo Conjunto de Câmaras de Arrasto.	45
2.10	Terceiro Conjunto de Câmaras de Arrasto.	45
2.11	Características dos Magnetos da <i>E781</i>	47

2.12	Localização dos Calorímetros da <i>E781</i>	48
3.1	Valores de n , b para bárions charmosos.	65
3.2	Valores das massas e frações de ramificação dos bárions charmosos [7]	66
3.3	Valores dos tempos de vida dos bárions charmosos [7, 32]. . .	77

Lista de Figuras

0.1	Multipleteo $SU(4)$ para bárions charmosos.	6
1.1	Diagramas de decaimentos de bárions.	15
1.2	Acoplamentos Fracos.	18
1.3	Diagramas de decaimentos.	25
1.4	Decaimento do Λ_c^+ por troca de W^+	26
1.5	Decaimento forte do Σ_c^{++}	26
1.6	Decaimento do Ω_c^0 por emissão externa de W^+	27
1.7	Decaimento do Ξ_c^+ por troca de W^+	27
1.8	Decaimento do Ξ_c^+ por troca interna de W^+	28
1.9	Decaimento do Ξ_{cc}^{++} por troca externa de W^+	28
2.1	Tevatron do <i>Fermilab</i>	32
2.2	Distribuição dos feixes de partículas.	33
2.3	Esquema do espectrômetro <i>SELEX</i>	36
2.4	Distribuição dos feixes de π^- e Σ^-	53
2.5	Fotografia do detector de silício <i>VSSD</i>	54
2.6	Forma de emissão da radiação <i>Cherenkov</i>	55
2.7	Fotografia do <i>RICH</i> usado no <i>SELEX</i>	56
2.8	Fotografia das câmaras de arrasto no <i>SELEX</i>	57
2.9	Fotografia do magneto no <i>SELEX</i>	58

2.10	Dimensão de um dos Calorímetros de Fótons.	59
2.11	Dimensão de dos Calorímetros de Neutrons.	60
2.12	Sistema de aquisição de dados da <i>E781</i>	61
3.1	Decaimento do Ξ_{cc}^{++} no detector de vértice.	68
3.2	Distribuição do feixe de Σ^-	70
3.3	Distribuições de X_f e p_t^2	82
3.4	Posições de Λ_c^+ , Σ_c^{++} e Ω_c^0 no <i>SELEX</i>	83
3.5	Posições de Ξ_c^0 , Ξ_c^+ e Ξ_{cc}^{++} no <i>SELEX</i>	84
3.6	Posições dos decaimentos do Ξ_{cc}^{++}	85
3.7	Distribuição e momento do feixe de Σ^-	86
3.8	Momento dos traços e multiplicidade no alvo.	87
3.9	Tipos de partículas e “bons traços”.	88
3.10	Posição em x (cm) das partículas nos hodocópios <i>H1</i> e <i>H2</i>	89
3.11	Multiplicidade dos eventos e dos traços em <i>H1</i> e <i>H2</i>	90
3.12	Condições dos <i>hardware</i> e <i>software triggers</i>	91
3.13	Cortes da <i>miss-distance</i>	92
3.14	Massa efetiva dos bárions charmosos.	93

Introdução

A física de partículas elementares trabalha com as menores partículas que formam o mundo em nossa volta. Sabe-se que o átomo é composto de um núcleo carregado positivamente e de elétrons orbitando em sua volta. Este modelo para o átomo foi inicialmente proposto por Rutherford [1], baseado em experiências de espalhamento de partículas α (núcleos de Hélio) por átomos de ouro. Com o avanço de técnicas experimentais, foi possível aumentar as energias das partículas incidentes, conseguindo desta forma penetrar na própria estrutura nuclear¹. Pesquisas atuais mostram que o núcleo atômico tem uma estrutura complexa. Estas pesquisas são feitas da mesma maneira feita por Rutherford, através de experiências de espalhamento, mas com energias maiores, que fazem com que as partículas incidentes penetrem no núcleo. As propriedades do núcleo podem ser conhecidas pela maneira com a qual ele interage com as partículas incidentes. É claro que precisamos de energias cada vez maiores para que possamos ir cada vez mais para o interior do núcleo, e assim estudar a estrutura das partículas que o compõe. Por este motivo, a física das partículas elementares é, hoje em dia, sinônimo de física de altas energias.

A física de altas energias mostrou-nos, através das experiências de es-

¹Para um excelente histórico da física de partículas, desde a descoberta dos raios-X por Röntgen até a descoberta dos bósons W^\pm e Z^0 , veja A. Pais [2].

palhamento, que um grande número de partículas existem na Natureza. O esquema teórico atual, permite-nos classificar estas partículas tomando como base os quarks que são seus constituintes, e os léptons. Nos processos de espalhamento a interação entre as diferentes partículas ocorre por meio de forças, chamadas forças fundamentais. Estas forças são as seguintes:

- **Força Gravitacional.** Atua sobre todas as partículas, tem grande alcance, e é descrita pelas equações de campo de Einstein. A interação gravitacional é muito fraca comparada com as demais interações (veja Tabela 0.1).
- **Força Electromagnética.** Atua sobre todas as partículas que tem carga elétrica. É descrita classicamente pelas Equações de Maxwell e foi satisfatoriamente adaptada para a Teoria Quântica de Campos (TQC) pelos trabalhos de Dirac, Feynman, Dyson, Schwinger e Tomonaga, entre outros [3].
- **Força Nuclear Fraca.** É uma força de curto alcance e de baixa intensidade, responsável, entre outras coisas, pelo decaimento radioativo beta, onde um neutron decai se transformando em um próton, um elétron, e um anti-neutrino eletrônico. Como é uma força de curto alcance, foi somente descoberta neste século. Foi unificada à teoria electromagnética pela teoria de Salam-Weinberg.
- **Força Nuclear Forte.** Age sobre todas as partículas que tem uma propriedade chamada *cor*, sendo responsável pela coesão dos prótons e neutrons no núcleo. Por esse motivo, ela é muito mais forte que a interação electromagnética e a nuclear fraca. De fato, a força nuclear forte é mil vezes mais intensa que a força electromagnética. Como atua

Interação	Intensidade	Teoria	Alcance	Mediador
Forte	1	Cromodinâmica	10^{-15} cm	glúon
Electromagnética	10^{-2}	Eletrodinâmica	∞	fóton
Fraca	10^{-13}	Dinâmica dos Sabores	10^{-17} cm	W^{\pm} e Z^0
Gravitacional	10^{-38}	Geometrodinâmica	∞	graviton

Tabela 0.1: Interações e suas intensidades relativas a 10^{-13} cm [4].

somente a distâncias da ordem do diâmetro nuclear (10^{-13} cm), é de curto alcance.

A Teoria Quântica de Campos associa a cada interação da Natureza uma partícula. Desta forma, cada interação acima pode ser vista como um processo mediado por uma partícula que é responsável pela interação (veja tabela 0.2). As partículas mediadoras são:

- **Gravitons.** Seriam as partículas responsáveis pela interação gravitacional. Nunca foram detectadas, e uma teoria satisfatória que as descreva ainda não existe.
- **Fótons** ou γ . São as partículas resultantes da quantização do campo electromagnético. De fato, os fótons foram as primeiras partículas a serem propostas como mediadores de um campo quantizado, e foram postulados inicialmente por Einstein, antes mesmo do trabalho seminal de Dirac em 1927.
- W^+ , W^- e Z^0 . São responsáveis pela interação fraca, e foram previstos pelo modelo de unificação de Salam-Weinberg, onde a força nuclear fraca é unificada com a electromagnética.

Interação	Bósons de Gauge	Carga (e)	Massa (GeV/c^2)
Electromagnética	γ	0	0
Fraca	W^\pm e Z^0	$\pm 1, 0$	$(82,1 \pm 1.7), (93,0 \pm 1.7)$
Forte	<i>glúon</i>	0	0

Tabela 0.2: Interações e seus respectivos mediadores [4].

- **Glúons.** São partículas eletricamente neutras que mantêm os quarks interligados e são responsáveis pela força forte.

Como dissemos anteriormente, uma das técnicas experimentais básicas na física de partículas elementares é o espalhamento. Isso é feito, na maioria das vezes, através de um feixe de partículas altamente energéticas que colide com um alvo estacionário ou com outro feixe. Os aceleradores atuais conseguem feixes de partículas com energia da ordem de 1 TeV , como é o caso do Tevatron do *Fermilab* (*Fermi National Laboratory*, Batavia, EUA), que acelera prótons. Grande parte dos aceleradores também são capazes de produzir feixes de anti-partículas que circulam em direções opostas na mesma câmara de vácuo. Quanto maior a energia de colisão, mais complexas são as interações entre as partículas e maior é a quantidade de informação que podemos extrair.

O *Modelo Padrão* é a teoria que, dentre outras coisas, permite ordenar as partículas, classificando-as de acordo com a sua estrutura fundamental. Neste modelo, os quarks e léptons formam *famílias* (sobre as quais falaremos um pouco mais no Capítulo 1), dando uma classificação às partículas similar àquela dada aos elementos químicos na Tabela Periódica. Assim como a Tabela Periódica dos Elementos levou à procura de novos elementos, o Modelo Padrão nos motiva a procurar novas partículas por ele previstas.

Uma experiência em Física de Altas Energias consiste na detecção e

análise das partículas emitidas em um processo de espalhamento de um feixe de partículas energéticas com um alvo ou outro feixe. A detecção é feita utilizando-se um conjunto de detectores e analisadores capaz de identificar as partículas emitidas na interação e medir os seus momentos. A experiência *E781*, que está em fase de coleta de dados no *Fermilab*, utiliza o espectrômetro *SELEX* (*Segmented Large X_f Spectrometer*) composto por diferentes detectores apropriados para as diferentes energias que as partículas secundárias emitidas na interação podem possuir. Sofisticados computadores são usados para analisar os dados, o que permite a procura de eventos característicos do problema físico a ser estudado.

O trabalho que desenvolvemos é um estudo por simulação computacional da produção e detecção no *SELEX* de bárions singularmente charmosos, $\Lambda_c(cqq)$, $\Sigma_c(cqq)$, $\Xi_c(csq)$ e $\Omega_c(css)$, e do bárion duplamente charmoso, $\Xi_{cc}^{--}(ccu)$, previsto pelo Modelo Padrão e ainda não observado. A Figura 0.1 mostra o multipletto $SU(4)$ de hádrons. Esse tetraedro consiste de partículas de mesmo spin. As partículas são posicionadas de acordo com os 3 números quânticos: as posições nos planos hachurados são determinados pelo spin isotrópico e estranheza; o plano inferior da figura contém partículas não-charmosas e os demais planos contém partículas charmosas.

Na simulação feita, utilizamos os dados reais das possíveis posições dos detectores utilizados no espectrômetro *SELEX* da colaboração *E781*, da qual o CBPF participa. Esta experiência está localizada na linha do feixe central de prótons (*Proton Center Beamline*) do Tevatron, utilizando feixes de Σ^- e π^- incidentes em alvos fixos.

A presente tese está subdividida em três capítulos. No primeiro capítulo descrevemos brevemente a Física de Altas Energias, através de uma revisão sobre os processos de decaimento dos bárions charmosos. No segundo capítu-

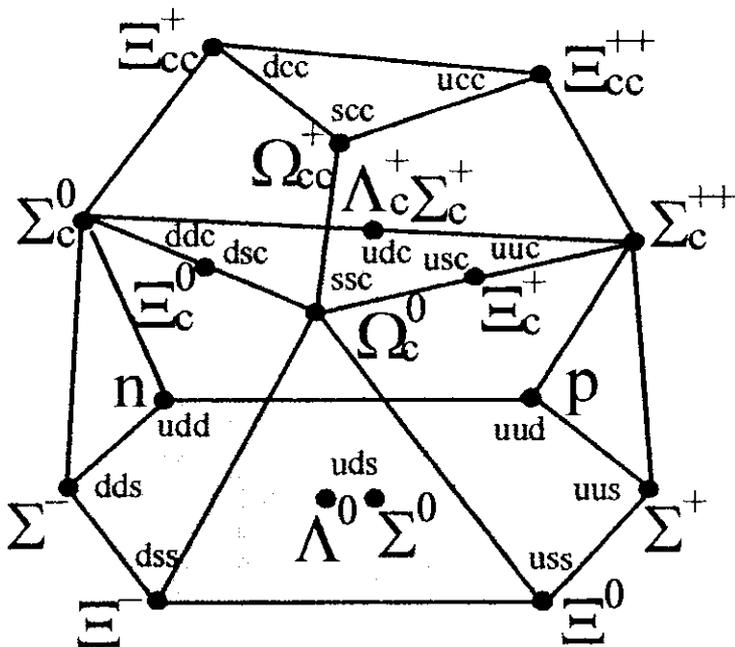


Figura 0.1: Multipleteo $SU(4)$ para bárions charmosos.

lo. descrevemos a experiência *E781*, o espectrômetro *SELEX*, e os níveis do *trigger*, os quais mostramos serem essenciais para o desenvolvimento deste trabalho. No terceiro e último capítulo mostramos os resultados obtidos na simulação Monte Carlo, com suas respectivas conclusões.

Capítulo 1

Física das Partículas

Charmosas

Neste capítulo introduzimos de maneira sucinta as famílias de *quarks* que compoem os bárions e mésons, e as famílias de léptons. Descrevemos também os processos de decaimento envolvendo interações fracas. Finalizamos com detalhes relevantes sobre os decaimentos das partículas charmosas Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Ω_c^0 , Ξ_c^+ , Ξ_c^0 , e o Ξ_{cc}^{--} , utilizadas na nossa simulação.

1.1 Famílias de Partículas

Em 1964 Murray Gell-Mann notou que, se todas as partículas nucleares fossem construídas a partir de três variedades de partículas fundamentais, os Padrões do Caminho Óctuplo¹ surgiriam naturalmente [4, 5]. Gell-Mann, por considerar tal esquema puramente matemático e não acreditando na reali-

¹O nome Óctuplo vem do significado mágico lendário do número oito, descrito por Buddha em oito mandamentos: Nobreza dos pensamento, das intenções, das palavras, dos atos, da vida, do esforço, do espírito, e da concentração, que as pessoas devem se livrar de todos os seus sofrimentos.

dade física destas partículas, chamou estas partículas elementares de *quarks*². A desconfiança de Gell-Mann devia-se ao fato de que os quarks deveriam ter cargas fracionárias, sendo portanto extremamente peculiares. No esquema de Gell-Mann, dois quarks conhecidos como *up* e *down* (u, d), são suficientes para construir todos os hádrons de estranheza zero, enquanto que os hádrons com estranheza diferente de zero contêm uma terceira variedade de quark, o *strange* ou simplesmente *s*. À todo quark, corresponde um antiquark (Tabela 1.1), assim usando-se três quarks e seus respectivos antiquarks, pode-se formar 9 combinações de um quark e um antiquark. Cada combinação corresponde a uma partícula, como mostra a Tabela 1.2.

A hipótese de Gell-Mann, só foi comprovada no final da década de 60, com a utilização dos aceleradores de partículas nas experiências feitas no *SLAC* em Stanford, Califórnia, EUA, e mais tarde, na década de 70, no *CERN*, em Genebra, Suíça. Nestas experiências os prótons e neutrons mostraram ter estrutura interna, não sendo “partículas elementares”. Portanto, concluiu-se que eles eram compostos de constituintes fundamentais, que foram chamados de *partons*. Mais tarde concluiu-se que os partons correspondiam aos quarks introduzidos por Gell-Mann anteriormente.

O modelo proposto por Gell-Mann trouxe imediatamente ordem a toda a sistemática de classificação de hádrons. Os hádrons podem ser divididos em bárions (Tabela 1.3) consistindo de três quarks (qqq), e mésons (Tabela 1.2), consistindo de um quark e um anti-quark ($q\bar{q}$). Toda esta sistemática não somente mostrou a possibilidade de entendimento da estrutura das partículas, como também um grande número de hádrons ainda não observados foram previstos corretamente.

²Quarks foi o nome dado por James Joyce em seu romance “*Finnegan’s Wake*” [6] a pequenos animaizinhos que nunca podiam ser vistos.

Sabor	Carga Elétrica (e)	Estranheza	Charme
u	$2/3$	0	0
d	$-1/3$	0	0
s	$-1/3$	-1	0
c	$2/3$	0	1
\bar{u}	$-2/3$	0	0
\bar{d}	$1/3$	0	0
\bar{s}	$1/3$	1	0
\bar{c}	$-2/3$	0	-1

Tabela 1.1: Quarks e suas cargas, estranhezas e charmes [4].

Grupos com número bariônico zero	Massa (MeV/c^2)	Carga (e)	Nome da Partícula
$u\bar{s}, \bar{u}s$	$493,646 \pm 0.009$	1, -1	K^\pm
$d\bar{s}, \bar{d}s$	$497,671 \pm 0.031$	0, 0	K^0, \bar{K}^0
$u\bar{d}, \bar{u}d$	$139,5679 \pm 0.0007$	1, -1	π^\pm
$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$134,9743 \pm 0.0008$	0	π^0

Tabela 1.2: Alguns mésons com spin zero, formados pela combinação de 2 quarks [7].

Grupos com número bariônico 1	Estranheza	Carga (e) = soma das cargas dos quarks	Exemplos
uuu, ddd	0	2, -1	Δ^{++}, Δ^{-}
uud	0	1	Δ^{+}, p
udd	0	0	Δ^{0}, n
uus, dds	-1	1, -1	Σ^{+}, Σ^{-}
uds	-1	0	Σ^{0}, Λ^{0}
uss	-2	0	Ξ^{0}
dss	-2	-1	Ξ^{-}
udc	0	1	Λ^{+}
sss	-3	-1	Ω^{-}

Tabela 1.3: Grupos de quarks com número bariônico [4].

Gell-Mann também observou que os léptons e quarks formavam pares. A partir disto foi construída a teoria da unificação das interações electromagnéticas e fracas.

Os léptons são partículas elementares, sem estrutura, com carga elétrica, e agrupados em pares tais que cada par contém um neutrino correspondente:

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^{-} \end{pmatrix}, L_2 = \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu^{-} \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

O modelo de quarks proposto por Gell-Mann consistia de quarks leves, u , d e s . Para que estes três quarks encaixassem em pares da mesma forma que os léptons, Gell-Mann aludiu então à possibilidade de um quarto quark, o quark c ou *charme*, que formasse um par com o quark estranho s .

Gerações	Sabores	Carga (e)	Massa (MeV/c^2)
Primeira	e^-	-1	0.511003
	ν_e	0	0
Segunda	μ	-1	105.659
	ν_μ	0	0
Terceira	τ	-1	1777.0
	ν_τ	0	0

Tabela 1.4: Gerações de léptons [7].

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

O surgimento do novo quark c indicava que deveriam existir hádrons contendo quarks “charmosos”. Em Novembro de 1974, foi descoberto o primeiro exemplo de partícula charmosa, o méson J/ψ , composto dos quarks $c\bar{c}$ [8, 9]. A descoberta do J/ψ foi um avanço crucial na busca de provas da existência do charme e na confirmação da unificação das interações fracas e electromagnéticas.

Em 1976 no acelerador *DESY* (*Deutsches Elektronen-Synchrotron*) em Hamburgo, Alemanha, foi confirmada a existência de um novo lépton, o τ . Assim como o múon é uma versão pesada do elétron, o tau seria uma nova versão mais pesada ainda do elétron e do múon (veja tabela 1.4). Desta forma, temos uma terceira geração de léptons.

$$L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Gerações	Sabores	Carga (e)	Massa
Primeira	d	$-1/3$	5 a 15 (MeV/c ²)
	u	$+2/3$	2 a 8 (MeV/c ²)
Segunda	s	$-1/3$	100 a 300 (MeV/c ²)
	c	$+2/3$	1.0 a 1.6 (GeV/c ²)
Terceira	b	$-1/3$	4.1 a 4.5 (GeV/c ²)
	t	$+2/3$	180 (GeV/c ²)

Tabela 1.5: Gerações de quarks [7].

Para esta terceira geração de léptons, os teóricos argumentavam que também deveria existir uma terceira geração de quarks para restaurar a simetria quark-lépton. Este novo par de quarks é constituído dos quarks *top* e *bottom* (t, b), também com cargas não inteiras.

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

O quark *bottom* foi descoberto em 1977 [10], mas o estudo de suas propriedades não se deu de forma tão rápida quanto no caso do charme, por necessitar de energias maiores para sua detecção.

A confiança existente no Modelo Padrão é tão forte que ninguém ousava duvidar da existência do quark *top*, apesar dos inúmeros fracassos experimentais acumulados durante a sua procura [11]. A observação do quark t em 1995 nas colaborações *CDF* [12] e *D0* (da qual pesquisadores do CBPF participam) [13] do *Fermilab*, confirmou experimentalmente o que todos esperavam, isto é, a existência de todas as três gerações de quarks (vide tabela 1.5), e, mais do que isso, deu um suporte ainda maior ao Modelo Padrão.

1.2 Grandezas Relevantes para o Estudo de Estados Charmosos

Várias experiências têm sido propostas para o estudo de bárions charmosos, suas massas, tempos de vida e decaimentos fracos. Desta forma podemos esperar extrair parâmetros fundamentais para o Modelo Padrão das transições de hádrons pesados. Nesta seção iremos descrever algumas quantidades relevantes para o estudo experimental dos decaimentos das partículas charmosas.

1.2.1 Parâmetros do Decaimento de Partículas

Algumas quantidades importantes para o estudo dos decaimentos de partículas, são: o tempo de vida τ , as taxas de decaimento Γ , e as razões de ramificação B .

A taxa de decaimento Γ é a probabilidade por unidade de tempo de uma dada partícula desintegrar-se. Partículas elementares não tem memória. Então, a probabilidade Γ de uma dada partícula decair é independente do tempo em que esta partícula foi criada, e portanto Γ é uma constante. Se temos um número de partículas, $N(t)$, num tempo t , então $N(t) \Gamma dt$ será o número $dN(t)$ de partículas que decairão no intervalo de tempo $(t, t + dt)$. Portanto temos:

$$dN(t) = -\Gamma N(t) dt. \quad (1.5)$$

Integrando (1.5) temos

$$N(t) = N(0) \exp(-\Gamma t), \quad (1.6)$$

onde $N(0)$ é o número de partículas em $t = 0$. Uma característica importante das taxas de decaimentos para diferentes modos de decaimento é o fato de serem grandezas aditivas, isto é, a taxa total Γ_{tot} de decaimento de uma

partícula é igual à soma das diversas larguras de cada modo de decaimento Γ_i . Incluindo todos os modos n de decaimento possíveis para uma dada partícula temos:

$$\Gamma_{tot} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i. \quad (1.7)$$

Como podemos notar da equação (1.6), o número de partículas $N(t)$ diminui exponencialmente com o tempo. Defini-se o tempo de vida τ de uma determinada partícula como o tempo necessário para que o número inicial $N(0)$ de partículas que decaem se reduza à $N(0)/e$, onde e é a base dos logaritmos neperianos. Portanto:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma_{tot}}. \quad (1.8)$$

Com isso, o tempo de vida τ de uma partícula é o intervalo de tempo em que aproximadamente 63 % destas partículas decaem. Esta lei exponencial é uma lei estatística, que se obtém supondo que cada uma das partículas decai independentemente das demais.

Em adição ao tempo de vida τ , pode-se calcular as várias razões ou frações de ramificação B_i (*branching ratios*), isto é, a fração de cada modo de decaimento da partícula. As razões de ramificação são determinadas pelas taxas de decaimento:

$$B_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} = \tau \Gamma_i. \quad (1.9)$$

1.2.2 Processos de Decaimentos Fracos de Bárions Charmosos

Apesar das estruturas entre as gerações de léptons e quarks serem similares, no caso dos quarks a interação fraca não ocorre dentro de uma mesma geração de quarks. Os principais processos de decaimento das partículas charmosas

podem ser representados por quatro diagramas de Feynman, como visto na Figura 1.1.

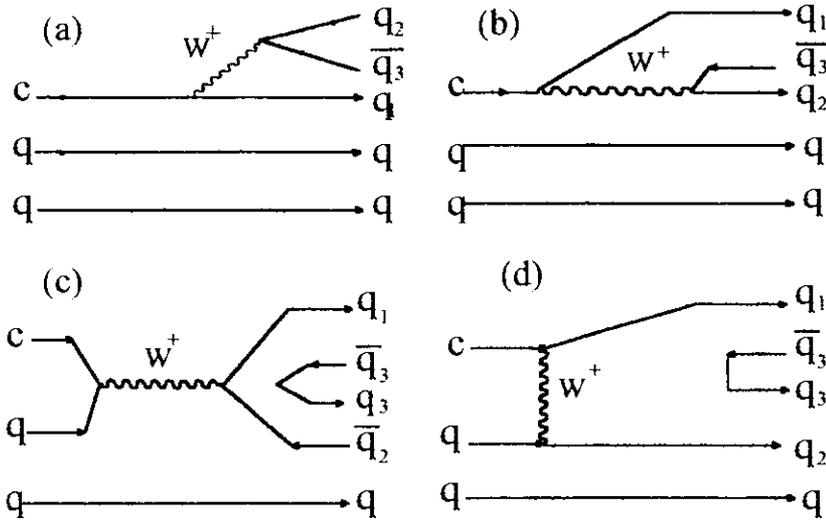


Figura 1.1: Diagramas de decaimentos de bárions charmosos. (a) Emissão externa de W . (b) Emissão interna de W . (c) Aniquilação de W . (d) Troca de W .

A principal diferença entre os diagramas (a), (b), (c), e (d), da Figura 1.1 é que em (a) e (b) os dois quarks q 's iniciais são meros espectadores do processo, continuando a existir no final do decaimento, o que não ocorre nos diagramas (c) e (d), pois um dos quarks q participa diretamente do processo com o quark charmoso c . Desta forma, os processos (a) e (b) são chamados *decaimentos de sabor* ou *processos de quark espectador*, enquanto (c) e (d) são chamados *aniquilação de sabor* ou *processos de quarks não-espectadores*. Entre os processos não-espectadores, existe uma distinção adicional entre processos de aniquilação de W (*W Annihilation*) e troca de W (*W Exchange*) para os diagramas (c) e (d), respectivamente.

Outros mecanismos existem para a explicação da ocorrência relativa dos decaimentos. Um destes mecanismos é a supressão por ângulo de Cabibbo, que introduz fatores adicionais na determinação teórica das taxas de decaimento e das razões de ramificação.

1.2.3 Supressão por Cabibbo

Os decaimentos leptônicos de hádrons contendo os quarks leves u e d ocorrem através de correntes carregadas construídas pelos seguintes pares:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \text{ e } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

pertencentes ao mesmo dubleto. Todas estas correntes carregadas acoplam-se com a mesma constante de acoplamento G [14]. É natural tentarmos estender este princípio para o dubleto

$$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

formado de estados de quarks pesados. Contudo, verifica-se experimentalmente a ocorrência de reações do tipo,

$$c \rightarrow W^+ d, \quad (1.12)$$

as quais contradizem o esquema acima, que permite somente transições fracas entre os quarks $u \longleftrightarrow d$ e $c \longleftrightarrow s$, pertencentes à mesma geração de quarks. N. Cabibbo [15] ao invés de introduzir novos acoplamentos para acomodar esta observação, sugeriu a possibilidade de que o acoplamento de correntes carregadas entre diferentes gerações de quarks seria obtido pela rotação dos dubletos originais. Para os dois dubletos relevantes no decaimento do charme, estas rotações são:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

e

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

onde os estados fracos d' e s' relacionam-se aos estados de sabor d e s através de

$$d' = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c, \quad (1.15)$$

e

$$s' = -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c. \quad (1.16)$$

As equações acima claramente equivalem a uma rotação por um ângulo θ_c no espaço de sabores, pois transformam os estados s, d do dubleto original nos estados s' e d' através de uma transformação unitária dada pela matriz:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

O ângulo de rotação θ_c é chamado *ângulo de Cabibbo*. Com os novos estados rodados, s' e d' , o processo $c \rightarrow W^+ d$, que era anteriormente proibido, passa a possuir amplitude de probabilidade proporcional a $\sin \theta_c$. Em termos de probabilidades P de acoplamento,

$$P(c \rightarrow W^+ s) \propto \cos^2 \theta_c \quad (1.18)$$

e

$$P(c \rightarrow W^+ d) \propto \sin^2 \theta_c. \quad (1.19)$$

Relações semelhantes também valem para outro dubleto fraco, ou seja,

$$P(W^- \rightarrow u\bar{d}) \propto \cos^2 \theta_c \quad (1.20)$$

e

$$P(W^- \rightarrow u\bar{s}) \propto \sin^2 \theta_c. \quad (1.21)$$

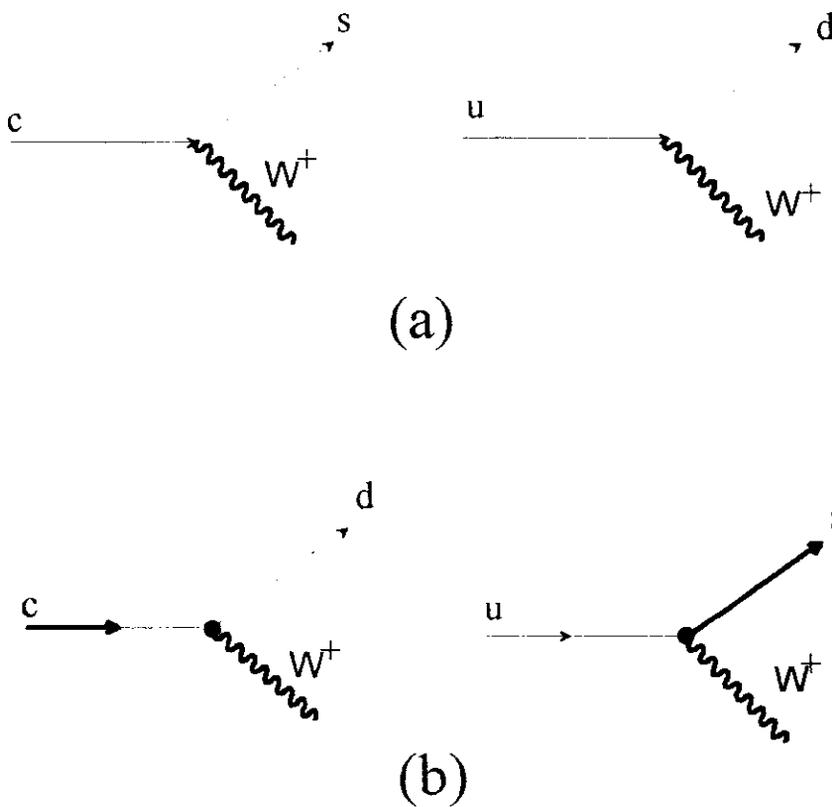


Figura 1.2: Acoplamentos Fracos. (a) Favorecidos por Cabibbo e (b) Suprimidos por Cabibbo. Bolinhas pretas indicam os vértices suprimidos por Cabibbo.

Experimentalmente mede-se a razão entre $\cos^2 \theta_c$ e $\sin^2 \theta_c$ como sendo $(19, 53 \pm 0.23)$ [7]. Desta forma, temos

$$P(c \rightarrow W^+ s) \simeq 20 P(c \rightarrow W^- d) \quad (1.22)$$

e

$$P(W^+ \rightarrow u\bar{d}) \simeq 20 P(W^- \rightarrow u\bar{s}), \quad (1.23)$$

e por este motivo dizemos que os acoplamentos fracos entre c , s ou entre u , d da Figura 1.2 (a) são favorecidos por Cabibbo, enquanto que os acoplamentos entre c , d ou entre u , s da Figura 1.2 (b) são ditos suprimidos por Cabibbo.

Juntando-se os diagramas de criação e aniquilação do bóson virtual W^+ obtemos quatro combinações, mostradas na Figura 1.3. O decaimento mais provável, $c \rightarrow W^+ s \rightarrow u\bar{d}s$, não possui acoplamentos suprimidos por Cabibbo, e dizemos ser favorecido por Cabibbo. O menos provável, $c \rightarrow W^- d \rightarrow u\bar{s}d$, possui os dois acoplamentos suprimidos por Cabibbo, e dizemos que é duplamente suprimido por Cabibbo. Já os processos $c \rightarrow W^- d \rightarrow u\bar{d}d$ e $c \rightarrow W^+ s \rightarrow u\bar{s}s$, são simplesmente suprimidos por Cabibbo.

Como cada supressão de Cabibbo está aproximadamente associado a um fator 20, um decaimento suprimido por Cabibbo é 20 vezes mais provável do que um decaimento duplamente suprimido por Cabibbo, e este por sua vez é 400 vezes mais improvável que o correspondente decaimento favorecido por Cabibbo, se levarmos em conta apenas a dependência da transição com o ângulo de Cabibbo, sem levar em conta a parte cinemática do processo.

1.3 Estudo de Bárions Charmosos

Os bárions charmosos tem sido estudados desde 1975 em várias experiências diferentes, através de colisões entre os feixes e^+e^- e pp , e com a utilização

de feixes de fótons, píons, káons, neutrons e híperons em alvos fixos [16]. Na década passada, muitos progressos foram feitos para o entendimento fenomenológico do decaimento de bárions charmosos. Experimentalmente, o problema principal tem sido em separar o sinal da partícula charmosa do ruído de fundo ou *background*.

Em relação ao estudo dos vértices de produção e decaimento dos bárions charmosos, as experiências com alvos fixos têm a vantagem de que as partículas secundárias têm um grande momento no sistema laboratório. Assim, as partículas charmosas percorrem uma distância significativa antes de decaírem, podendo haver a identificação das partículas charmosas pela reconstrução de seus vértices. Mesmo nas experiências com alvos fixos, não é tão simples a procura de bárions charmosos, existindo dificuldades adicionais para a identificação destes. Um dos problemas que aparece é o fato da produção de mésons charmosos ser mais comum do que a produção de bárions charmosos. Com isso os mésons podem ser um *background* significativo para a procura de bárions [17].

Descreveremos agora os modos de decaimento charmosos que usaremos nos capítulos seguintes.

1.3.1 O decaimento do Λ_c^+

O Λ_c^- é o bárion charmoso mais comum, e o mais estudado. O Λ_c^+ foi pela primeira vez observado em 1975 em experiências de câmaras de bolhas com feixe de neutrinos [18] e foi posteriormente visto em 1976, em experiências de foto-produção [19]. Em sua configuração fundamental o bárion Λ_c^- é formado pelos quarks udc , o que lhe confere os números quânticos de charme $C = 1$, estranheza $S = 0$, e isospin $I = 0$. Sendo um bárion charmoso de massa $M = (2284.9 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2$ e meia-vida $\tau = (0.22 \pm 0.03) \text{ ps}$

[20]. Um dos decaimento do Λ_c^- favorecido por Cabibbo é mostrado na Figura 1.4. Para este decaimento, R. Rückl [21] calculou que a troca do bóson vetorial W^+ entre os quarks c e d é ligeiramente mais forte do que o modo de decaimento do quark charmoso c através da emissão de W^+ no decaimento ($c \rightarrow W^+ \rightarrow u\bar{d}$).

Pelo fato do Λ_c^+ ter um grande número de decaimentos permitidos por Cabibbo e muito energéticos, sua razão de ramificação de um dado modo de decaimento é pequena e na maioria das vezes difícil de ser obtida. O valor calculado para a razão de ramificação do Λ_c^+ , no modo de decaimento $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ + K^- + p$ é $(4.4 \pm 0.6)\%$ [7]. Um problema particular com o Λ_c^+ é que seu tempo de vida é menor que dos mésons charmosos. Portanto seu vértice de decaimento é muito próximo ao vértice primário, sendo difícil isolá-lo. A primeira medida para solucionar este problema, deve estar relacionada com a precisão de medida do tempo de vida dos decaimentos fracos de bárions charmosos.

1.3.2 O decaimento do Σ_c^{++}

O Σ_c^{--} contém um quark charmoso c e dois quarks leves u . A configuração fundamental do bárion Σ_c^{++} lhe confere os números quânticos de charme $C = 1$, estranheza $S = 0$ e isospin $I = 1$. Foi primeiramente observado em 1975 na mesma experiência de câmaras de bolhas mencionada na Seção 1.3.1 [18], e a evidência da existência dos bárions Σ_c^{++} e Σ_c^0 foi posteriormente comprovada nas experiências de aniquilação e^+e^- , realizadas no *CERN* [22].

A sua configuração de isospin 1 permite ao Σ_c^{++} uma massa um pouco maior do que a do Λ_c^+ , no qual ele decai. A pequena diferença de massa Δm , entre Σ_c^{++} e Λ_c^+ tem sido pesquisada por muitos grupos que estudam o Σ_c^{++} . Os experimentadores conseguem medir com maior precisão estas di-

ferências de massa. Δm , do que as massas individuais das partículas Σ_c^{--} e Λ_c^- , permitindo uma redução grande no *background*. A massa do Σ_c^{++} é $M = (2452.9 \pm 0,6) \text{ MeV}/c^2$ [7]. A Figura 1.5 mostra o decaimento forte do $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$. Este decaimento é o único decaimento forte permitido para o Σ_c^{++} com esta massa [7].

1.3.3 O decaimento do Ω_c^0

O bárion Ω_c^0 é formado por dois quarks estranhos s , e um quark charmoso c , que lhe confere números quânticos de charme $C = 1$, estranheza $S = 2$ e isospin $I = 0$. O Ω_c^0 foi inicialmente observado em 1983, na experiência *WA62* do *CERN* [23], utilizando feixes de híperons. Usando o canal de decaimento fraco $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^+$, esta experiência obteve uma massa de $M = (2704 \pm 4) \text{ MeV}/c^2$. O tempo de vida do Ω_c^0 foi medido na colaboração *WA89* [24], com o uso de um feixe de híperons Σ^- de $350 \text{ GeV}/c$. O valor do tempo de vida obtido na reação acima foi $\tau = (0.055 \pm 0.018)10^{-12}\text{s}$, e a fração de ramificação ainda não foi calculada até o presente momento [7]

No decaimento do $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^+$, mostrado na Figura 1.6, o quark c emite um bóson intermediário W^+ (emissão externa), em um processo de quark espectador favorecido por Cabibbo.

1.3.4 Os decaimentos dos Ξ_c^+ e Ξ_c^0

O Ξ_c^+ é formado pelos quarks usc , possuindo números quânticos de charme $C = 1$, estranheza $S = 1$ e isospin $I = 1/2$. Como ele não possui quarks d , não é possível decair pelo processo de troca de W^+ . Como mostrado na Figura 1.7, o quark c emite um bóson intermediário W^+ (emissão externa), no processo favorecido por Cabibbo, e os outros quarks u e s se mantêm até o final do decaimento, sendo considerado um processo de quark espectador.

Nos últimos anos, vários grupos tem estudado os Ξ_c 's. O Ξ_c^+ foi inicialmente observado em 1983, na experiência *WA62* [23], no *CERN*, utilizando um feixe de híperons ($135 \text{ GeV}/\Sigma^-$) e também na experiência *E400*, realizada no *Fermilab* [25]. A *WA62* obteve um pico na massa de $M = 2.465 \text{ GeV}/c^2$, no canal de decaimento $\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + K^- + \pi^+ + \pi^-$, medindo também seu tempo de vida e obtendo $\tau = (0.35 \pm 0.05) \times 10^{-12} \text{ s}$.

O bárion Ξ_c^0 possui números quânticos de charme $C = 1$, estranheza $S = 1$ e isospin $I = 1/2$. Seu tempo de vida é da ordem de $\tau = (0.0398 \pm 0.023 \times 10^{-12}) \text{ s}$ e possui uma massa $M = (2470.3 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$ [7]. A sua fração de ramificação ainda não foi calculada. O Ξ_c^0 tem sido observado recentemente em colisões de e^+e^- e experiências de hadroprodução [26] e [27]. O Ξ_c^0 contém um quark estranho s , um quark charmoso c e o quark leve d . O quark c interage com o quark leve d no processo de troca de um bóson intermediário W^- , como mostrado na Figura 1.8. Este decaimento do $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + K^-$, foi observado na experiência *WA89* [28].

1.3.5 Decaimento do Ξ_{cc}^{++}

O Ξ_{cc}^{++} é formado por dois quarks charmosos c , e um quark leve u , possuindo números quânticos de charme $C = 2$, estranheza $S = 0$ e isospin $I = 1/2$. Como mostrado na Figura 1.9 um dos quarks charmosos c emite um bóson intermediário W^+ (emissão externa), num processo favorecido por Cabibbo, formando o bárion Ξ_c^+ . Posteriormente, o W^+ decai em $u\bar{d}$ formando o π^+ . O Ξ_c^+ decai conforme visto na Seção 1.3.4.

Os tempos de vida τ dos bárions singularmente charmosos foram calculados por Guberina [29], que prediz: $\tau(\Omega_c^0) \leq \tau(\Xi_c^0) < \tau(\Lambda_c^+) < \tau(\Xi_c^+)$, como foi confirmado recentemente nos dados experimentais. Se isto for extrapolado pelas suas análises para o setor de bárions duplamente charmosos é esperado

[30, 31] que: $\tau(\Xi_{cc}^-) < \tau(\Omega_{cc}^-) < \tau(\Xi_{cc}^{--})$, mas estes valores ainda não foram obtidos experimentalmente. Da mesma forma que os tempos de vida foram calculados por Guberina, as massa dos bárions duplamente charmosos foram extrapoladas por Richard [32], onde o valor estimado para a massa do Ξ_{cc}^{++} é 3.7 GeV, valor este utilizado na nossa simulação de Monte Carlo.

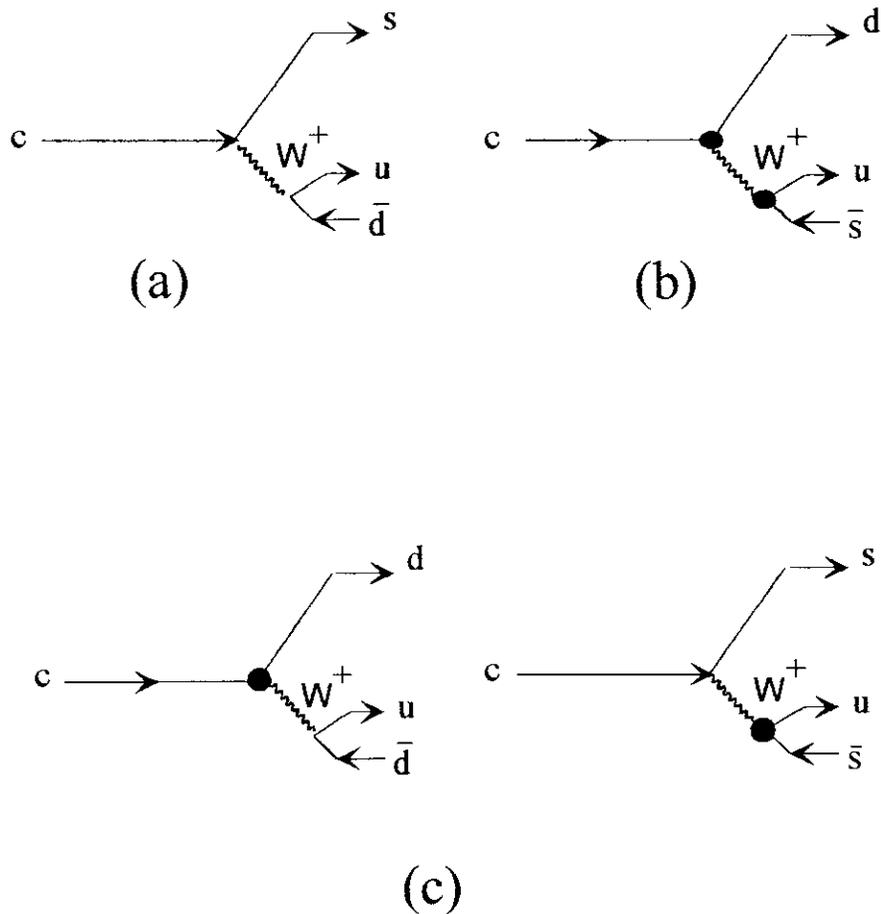


Figura 1.3: Diagramas de decaimentos. (a) Favorecidos por Cabibbo. (b) Duplamente suprimidos por Cabibbo. (c) Singularmente suprimidos por Cabibbo.

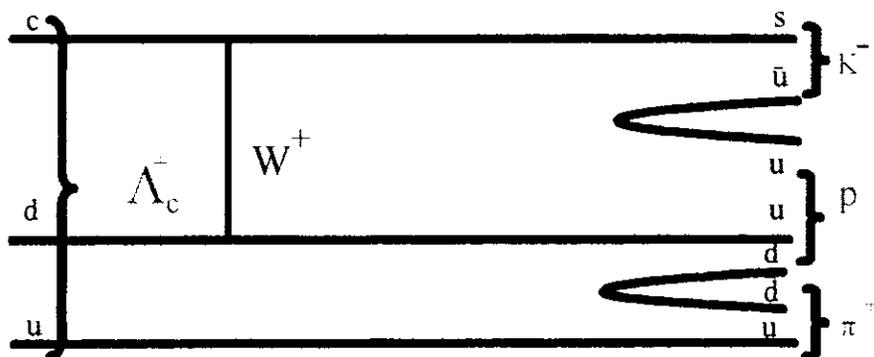


Figura 1.4: Decaimento do Λ_c^+ por troca de W^+ , favorecido por Cabibbo.

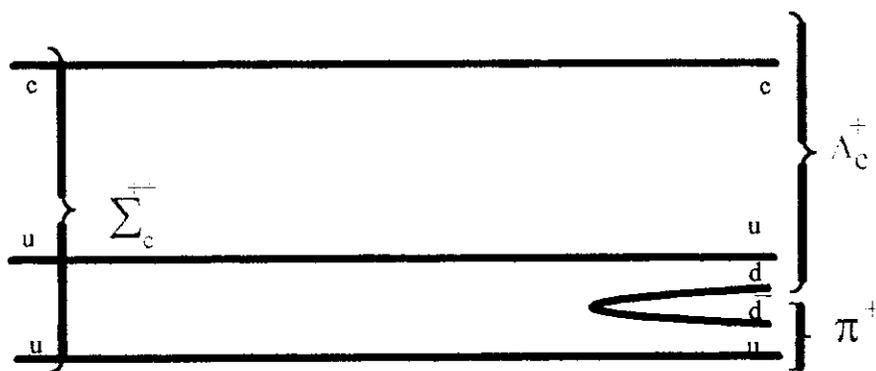


Figura 1.5: Decaimento forte do Σ_c^{++} .

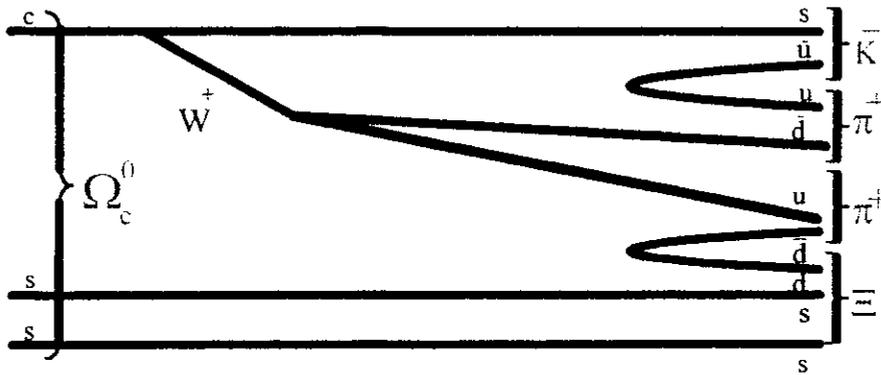


Figura 1.6: Decaimento do Ω_c^0 por emissão externa de W^+ , favorecido por Cabibbo.

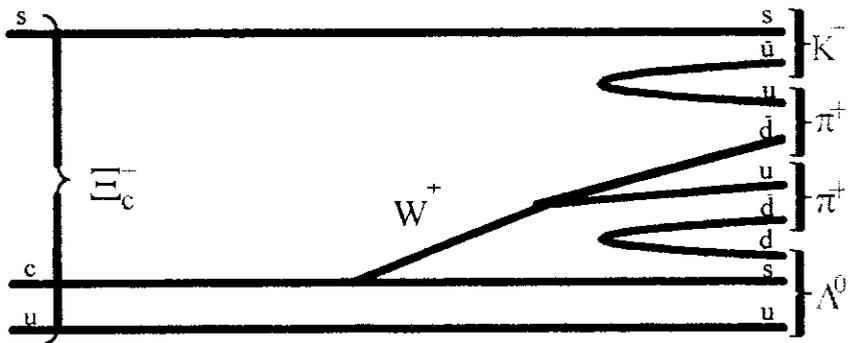


Figura 1.7: Decaimento do Ξ_c^+ por troca de W^+ , favorecido por Cabibbo.

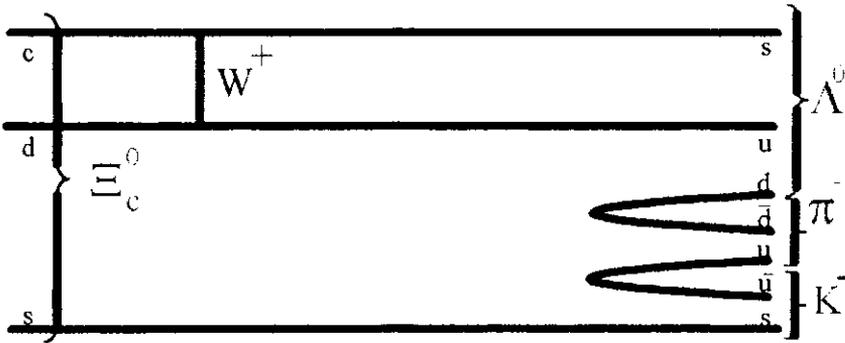


Figura 1.8: Decaimento do Ξ_c^+ por troca interna de W^+ .

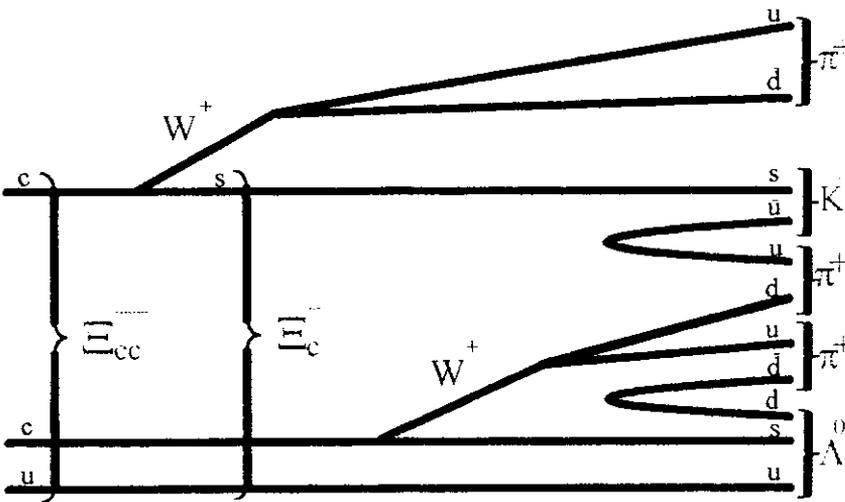


Figura 1.9: Decaimento do Ξ_{cc}^{++} por troca externa de W^+ , favorecido por Cabibbo.

Capítulo 2

Procedimento Experimental

Experiências típicas na física de altas energias envolvem interações entre partículas com a produção de muitas partículas secundárias. Estas partículas secundárias, carregadas ou neutras, devem ser detectadas simultaneamente; seus momentos devem ser medidos e suas trajetórias determinadas. Desta forma, ocorre a necessidade da incorporação de várias técnicas de detecção num único arranjo de detectores, que formam o espectrômetro. A experiência *E781* utiliza o espectrômetro *SELEX*, abreviação de *Segmented Large X_f Spectrometer*, que foi construído para que possamos estudar a produção e decaimentos de partículas charmosas, em particular os bárions charmosos, os quais estamos interessados no nosso trabalho.

Na primeira parte deste capítulo descreveremos o acelerador *Tevatron*, que fornece o feixe de partículas utilizado na experiência *E781*. Na segunda parte, descreveremos o espectrômetro *SELEX*, o seu propósito, e o conjunto de detectores que o constitui. A seguir, descreveremos o processo de funcionamento do *trigger*, que é responsável pela seleção *on-line*¹ dos eventos

¹*on-line* se refere a qualquer critério de seleção realizado na hora que o evento ocorreu, até o momento do armazenamento dos dados.

possíveis de possuir uma partícula secundária charmosa. Finalizando este capítulo descreveremos o sistema de calibração e monitoramento do espectrômetro *SELEX*.

2.1 O Acelerador *Tevatron*

O acelerador *Tevatron*, situado no *Fermilab* (*Fermi National Accelerator Laboratory*), Batavia, EUA, é capaz de acelerar prótons a velocidades próximas à da luz podendo também produzir um feixe de anti-prótons, que circula em direção oposta a dos prótons. O *Tevatron* é composto de dois anéis aceleradores que estão instalados um acima do outro. O anel superior (*Main Ring*) é formado por 990 magnetos convencionais e o anel inferior (*Tevatron*) formado por 990 magnetos supercondutores, separados por 1 metro de distância, num túnel subterrâneo de 2 *km* de diâmetro (Figura 2.1). No anel do *Tevatron* os prótons, num percurso circular, são acelerados até atingirem uma energia na qual pode exceder 1 TeV (1000 GeV). O processo de aceleração dos prótons é iniciado através da injeção de partículas pré-aceleradas no *Tevatron*, nos estágios descritos a seguir.

1. **Cockcroft-Walton.** O gerador *Cockcroft-Walton* é o primeiro estágio. Nesta máquina, elétrons são adicionados à átomos de hidrogênio, formando os íons negativos resultantes. Cada um dos íons consistindo de dois elétrons e um próton, são atraídos por uma voltagem positiva e acelerados até alcançarem a energia de 750 KeV. Quando atingida esta energia, os íons são direcionados para o segundo estágio o *Linac*.
2. **Linac.** Os íons de hidrogênio entram num acelerador linear, o *Linac*, o qual tem aproximadamente 150 metros de comprimento, onde são acelerados até uma energia de 200 MeV, viajando numa onda elétrica

induzida por campos elétricos oscilantes gerados na região de rádio frequência (RF). Estes íons, antes de serem direcionados para o terceiro estágio, o *Booster*, passam através de uma folha de carbono, que remove os elétrons, deixando somente os prótons agrupados em pequenos pacotes (*bunches*).

3. **Booster Síncrotron.** É um acelerador síncrotron, localizado num pequeno anel acelerador, com 150 metros de diâmetro. Os prótons viajam no *Booster* 20000 vezes sendo acelerados até obterem uma energia de 8 GeV, antes de serem injetados no anel superior, *Main Ring*, do acelerador principal do *Tevatron*.
4. **Anel Superior.** O Anel Superior, o quarto estágio, é outro síncrotron de prótons, localizado num túnel de 2 km de diâmetro, contendo 990 magnetos convencionais, os quais continuamente direcionam os prótons. Os prótons circulam neste anel dando 70000 voltas até alcançarem a energia de 150 GeV, quando então são direcionados para o anel inferior, o *Tevatron*,
5. **Tevatron.** Situado no mesmo túnel do anel superior. No *Tevatron* os prótons realizam cerca de 40000 voltas até atingirem a energia final de 1 TeV (veja Figura 2.1).

A aproximadamente 1 TeV, o *Tevatron* libera pacotes de (2×10^{13}) prótons a cada 60 segundos. Os prótons são defletidos de suas órbitas circulares por campos eletrostáticos que os direcionam para um local onde o feixe é separado em três feixes de prótons. Cada um deles é conduzido para as diferentes áreas experimentais: *área do méson*; *área do neutrino*; e *área do próton (Proton Center Beamline)*, como mostra a Figura 2.1. Cada um destes feixes

se subdivide provendo feixes para quinze ou mais experiências simultâneas.

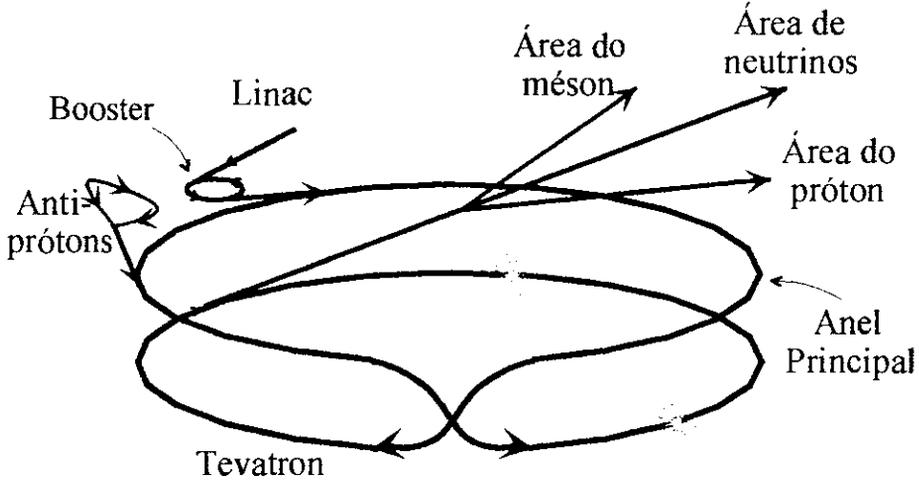


Figura 2.1: Esquema do acelerador Tevatron do *Fermilab*, mostrando seus estágios e áreas experimentais.

2.2 Feixe de Híperons Negativos

A experiência *E781* está situada na área de prótons (*Proton Center Beam-line*). Uma série de quadrupolos focaliza um feixe de prótons de 800 GeV/c, oriundos do *Tevatron*, que incide sobre um alvo fixo de cobre de dimensão igual a 1 comprimento de interação e seção transversal de 0.6 mm (horizontal) por 2 mm (vertical). Com a incidência do feixe no alvo fixo são produzidos chuviros secundários de partículas, incluindo neutrino, múons, píons e partículas maciças, híperons, com uma variedade de energias. O híperons são produzidos numa reação inclusiva como:



onde Y são os híperons produzidos e X as demais partículas. A separação e colimação dos híperons é realizada através da utilização de um eletro-ímã dipolar (*Hyperon Magnet*) de 7.3 metros de comprimento, e o momento é selecionado através da passagem por um canal de tungstênio, colocado no interior do eletro-ímã, com raio de curvatura de aproximadamente 350 metros. Na saída do canal do eletro-ímã o feixe secundário é composto predominantemente de mésons π^- e híperons Σ^- com uma pequena porção misturada de Ξ^- e Ω^- . A Figura 2.2 a distribuição das frações de partículas secundárias como função do momento do feixe de híperons do *Proton Center* [33]. Terminada esta etapa de seleção, o feixe composto predominantemente de π^- e Σ^- é direcionado para o espectrômetro *SELEX*, que descreveremos a seguir.

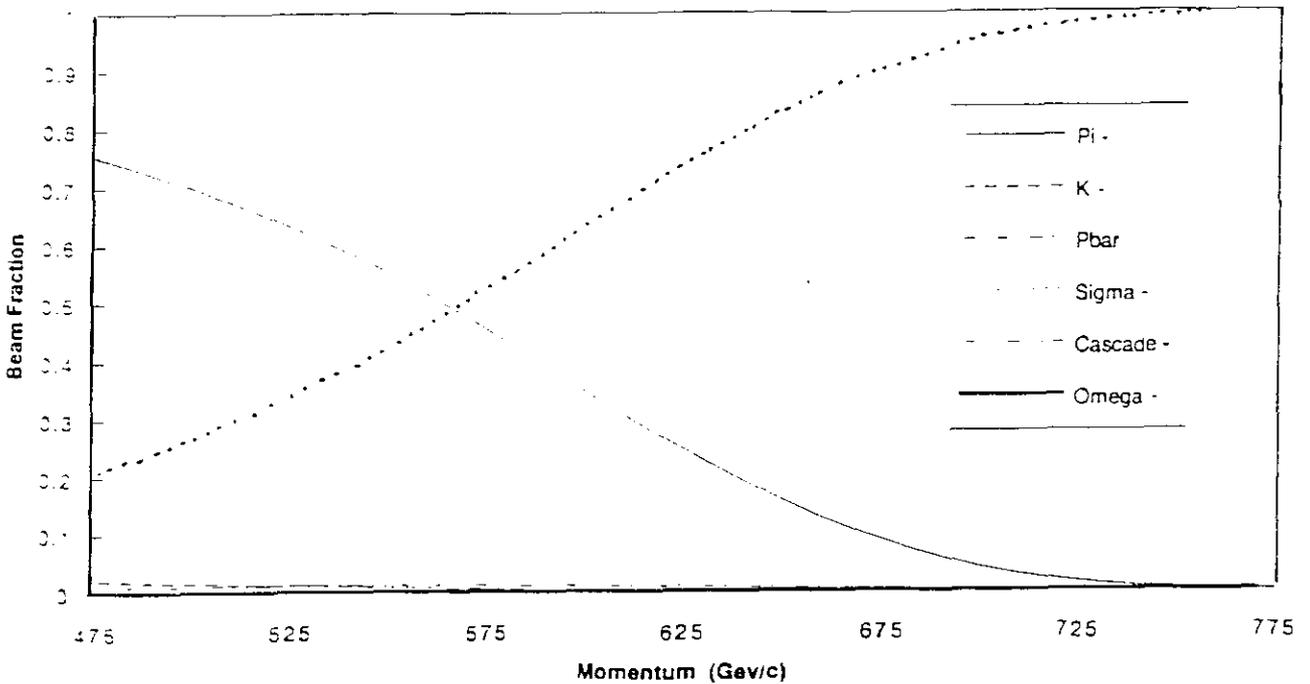


Figura 2.2: Distribuição dos feixes de partículas.

2.3 O Espectrômetro *SELEX*

O *SELEX*, de comprimento total em torno de 50 metros, é composto por um conjunto de detectores e analisadores, capazes de identificar as partículas secundárias da interação, rastreá-las, e medir seus momentos. O objetivo principal do *SELEX* é obter uma amostra de alta estatística da produção e modo de decaimentos de bárions charmosos. O *SELEX* é o espectrômetro apropriado para o estudo de partículas produzidas a alto X_f ², isto é, as partículas de interesse estarão concentradas em um cone estreito. Devido ao fato que a interação primária produz preferencialmente partículas perto de $X_f = 0$, ao investigarmos decaimentos bariônicos a alto X_f , diminuímos o número de *prongs* extra nos detectores. A alto X_f , o comprimento de decaimento dos estados charmosos (Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Ω_c^0 , Ξ_c^- , Ξ_c^0) é grande, o que permite o desenvolvimento em z (eixo longitudinal) do evento nos detectores perto do alvo. Investigando bárions charmosos na região de grande X_f a razão sinal/ruído é maior, dando preferência a eventos claros, ao invés de alta seção de choque com grande *background*.

A *E781* é considerada de 3^a geração em física de bárions charmosos de alta estatística. Porque é de terceira geração?

As experiências de *primeira geração* para o estudo de hádrons charmosos datam da época anterior aos aparelhos com detectores de silício. Limitava-se a usar léptons “*triggers*” e a estudar a produção difrativa de hádrons charmosos, medindo-se a seção de choque, com a observação limitada a poucos detalhes.

As experiências de *segunda geração* são experiências de “*open trigger*”

²O X_f de uma partícula é definido no referencial do centro de massa (CM) como sendo o momento P_{\parallel} da partícula projetado na direção do feixe incidente dividido pelo momento máximo $P_{máx}$ que é cinematicamente permitido.

cuja estratégia era colocar somente imposições fracas ao gravar os dados e selecionar “*off-line*”³ os eventos de interesse. Baseando-se no fato de que os produtos de decaimento de quarks relativamente maciços como o charme são produzidos com momento transversal maior que os de quarks leves, o *trigger* era designado para selecionar eventos em que a quantidade de energia depositada transversalmente à direção do feixe fosse comparável com a massa do charme.

As de *terceira geração* usam *trigger* rápido para charme “*on-line*”, selecionando eventos candidatos com produção de partículas charmosas, baseando-se na determinação do parâmetro de impacto das trajetórias secundárias. Usa-se uma nova geração de sistemas de leitura, minimizando o tempo morto na produção dos dados.

O espectrômetro *SELEX*, é constituído de três estágios, que são designados para executar as seguintes funções:

1° estágio: É a região do espectrômetro com uma grande aceitação de X_f , destinado a partículas com momento acima de 2.5 GeV/c. É designado para medir píons leves dos decaimentos de estados excitados e partículas leves do decaimentos de partículas charmosas. Este estágio inclui os *PWC* (*Proportional Wire Chambers*), *DC* (*Drift Chambers*) e *PBG* (*Pb Glass*) (veja Figura 2.3).

2° estágio: Este estágio, onde o espectrômetro é conhecido como “*Forward Spectrometer*”, é destinado para partículas com momento acima de 15 GeV/c. É designado para um *trigger* eficiente com uma grande aceitação X_f ($X_f > 0.1$) para bárions charmosos. Este estágio inclui a identificação de léptons nos *TRD(e)* (*Transition Radiation Detector*) e no *RICH(e,μ)* (*Ring*

³*off-line*: se refere a qualquer critério de seleção realizado após o armazenamento dos dados.

Image Cherenkov), como também a separação π/K com momento variando de 20 a 225 GeV/c e a separação K/p de 40 a 480 GeV/c.

3º estágio: É a região onde se detecta os traços carregados altamente energéticos, como por exemplo a medida do momento dos prótons provenientes do decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Inclui os *Vee A*, *Vee B* e *Vee C*, localizados no final do espectrômetro, como indicado na Figura 2.3.

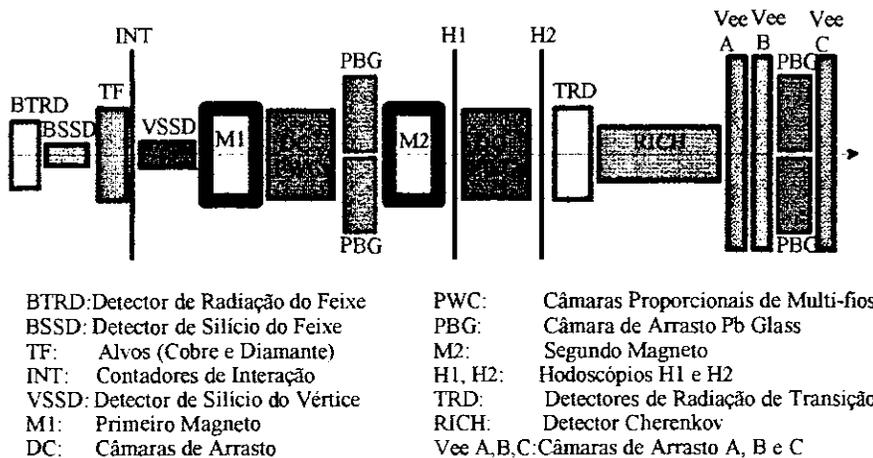


Figura 2.3: Esquema do espectrômetro *SELEX* da experiência *E781*.

2.4 Descrição dos Detectores do *SELEX*

O *SELEX* é formado por vários detectores eletrônicos⁴, os quais realizam diferentes funções, dependendo de suas necessidades. A seguir descrevemos os principais detectores que constituem o *SELEX*.

⁴Os detectores eletrônicos são muito mais rápidos na aquisição de dados de interação de partículas do que os detectores visuais.

2.4.1 Região do Feixe

Como o feixe é composto de híperons Σ^- e mésons π^- [34] (veja Figura 2.4), precisamos identificá-los, e esta identificação é feita através dos detectores *BSSD* (*Beam Silicon Strip Detector*) e *BTRD* (*Beam Transition Radiation*), localizados logo após os magnetos de híperons (*Hyperon Magnet*). O *BSSD* é um sistema de detectores de silício usado no *trigger*, e além disso, fornece com alta precisão as coordenadas x e y do feixe, ou seja, as coordenadas do vértice da interação.

O detector de silício, é um “*wafer*” de silício dividido em microtrilhas, onde cada microtrilha forma um diodo. O detector atua como uma câmara de fios, coletando as cargas liberadas pela ionização produzida pela passagem das partículas nas microtrilhas de diodo. O *BSSD* é composto de 8 unidades de detectores de silício com microtrilhas em diferentes orientações (X, Y, U). A Tabela 2.1 indica suas posições num referencial onde a coordenada z está na direção do feixe e a origem escolhida está no final da região dos alvos.

O *BTRD* é usado na identificação de híperons Σ^- e píons π^- do feixe. Este detector tem como finalidade obter uma boa identificação das partículas do feixe com uma alta eficiência, pois possuem um sinal de resposta muito rápido. O princípio utilizado neste detector é a identificação das partículas através da radiação emitida. A radiação de transição é produzida quando uma partícula carregada com energia relativística (>70 GeV) atravessa a superfície limite entre dois meios de índices de refração diferentes. Para se obter uma intensidade adequada, a partícula atravessa muitas interfaces entre dois materiais, como por exemplo, folhas de polipropeno espaçadas num meio gasoso. A intensidade da radiação emitida está relacionada ao fator $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ da partícula e, portanto, para partículas ultrarelativísticas ($\beta \simeq 1$), estes detectores são mais apropriados que os *Cherenkov*, que medem

Câmaras do feixe	Posição em z (cm)
<i>BSSD X1</i>	-116.51
<i>BSSD Y1</i>	-114.58
<i>BSSD U1</i>	-112.65
<i>Cintilador do feixe</i>	-102.65
<i>BSSD X2</i>	-102.62
<i>BSSD Y2</i>	-100.69
<i>BSSD X3</i>	-16.86
<i>BSSD Y3</i>	-14.93
<i>BSSD U3</i>	-13.00

Tabela 2.1: Câmaras do feixe *BSSD* e suas localizações.

a velocidade β . O *BTRD* é composto de 10 unidades modulares idênticas, em que cada unidade é formada de três câmaras de tamanho $(3 \times 3) \text{ cm}^2$, com 200 folhas de polipropeno de 17μ de espessura. A Tabela 2.2 indica as suas localizações.

2.4.2 Região dos Alvos

No espectrômetro *SELEX* a região dos alvos contém cinco folhas de diferentes materiais, com aproximadamente 2.8 mm de espessura máxima, que são importantes no estudo da dependência em A (massa atômica) da produção de partículas charmosas. As espessuras dos alvos devem ser tais que garantam a ocorrência de interação do feixe e sejam suficientemente finas para impedir a formação de cascatas electromagnéticas e interações múltiplas⁵.

Na simulação feita no presente trabalho, escolhemos como alvo o terceiro

⁵Entendemos por interações múltiplas a ocorrência de mais de uma colisão inelástica nos alvos.

Câmaras do feixe	Posição inicial z (cm)	Posição final z (cm)
<i>BTRD 1</i>	-304.45	-290.45
<i>BTRD 2</i>	-289.45	-275.45
<i>BTRD 3</i>	-274.45	-260.45
<i>BTRD 4</i>	-259.45	-245.45
<i>BTRD 5</i>	-244.45	-230.45
<i>BTRD 6</i>	-229.45	-215.45
<i>BTRD 7</i>	-214.45	-200.45
<i>BTRD 8</i>	-199.45	-185.45
<i>BTRD 9</i>	-184.45	-170.45
<i>BTRD 10</i>	-169.45	-155.55

Tabela 2.2: Câmaras do feixe *BTRD* e suas localizações.

alvo de cobre (*Cu*), com 1% de comprimento de interação (1.8 mm de espessura). A Figura 2.3 mostra a posição dos alvos no espectrômetro, a Tabela 2.3 indica suas configurações e seus respectivos comprimentos de interação, e a Tabela 2.4 suas propriedades atômicas e nucleares.

2.4.3 Região do Vértice

Como pretendemos detectar partículas cujo tempo de vida está na faixa de 0.1 a 1.5 ps, é necessário uma excelente reconstrução do vértice ao longo da direção do feixe, e para isso são usados os detectores de vértice de silício *VSSD* (*Vertex Silicon Strip Detetor*). Nele são medidos os traços do feixe e os traços oriundos da interação do feixe com o alvo. O detector *VSSD* usado na *E781*, é composto de vinte planos de detectores de trilhas de silício, organizados em 5 grupos de 4 planos, cada um com diferentes orientações

Alvos	Coordenada z (cm)	Material	Espessura (mm)	$L_{\text{int.}}$ (%)	L_{rad} (%)
5	- 4.05	Cobre Cu	1.8	1.0	10.5
4	- 3.05	Cobre Cu	1.8	1.0	10.5
3	- 2.05	Cobre Cu	1.8	1.0	10.5
2	- 1.05	Diamante C	2.8	1.0	2.0
1	0.0	Diamante C	2.8	1.0	2.0

Tabela 2.3: Configuração dos Alvos da $E781$

Material	Z	A	Comprimento de Radiação X_0 (cm)	Comprimento de Colisão Nuclear λ_T (g/cm ²)
Cobre Cu	29	63.55	1.43	85.6
Diamante C	6	12.01	18.8	60.2

Tabela 2.4: Propriedades Atômicas e Nucleares dos Alvos da $E781$

(X, Y, U, V). Eles são usados para reconstruir traços dos vértices primários e secundários com alta precisão. Cada plano fornece duas coordenadas da trajetória da partícula que o atravessa, uma referente à posição do plano no espaço (coordenada z) e a outra referente a trilha de silício que é ativada pela passagem da partícula. A combinação de vários planos em diferentes orientações é capaz de fornecer informação suficiente para reconstruir a trajetória da maioria das partículas carregadas que os atravessam. Ao atravessar um plano do $VSSD$, uma partícula de ionização mínima cria vários pares de e^- -buraco ao longo do plano (nas suas várias camadas), os quais sofrem a ação do campo elétrico aplicado nas junções semicondutoras do detector, e sendo atraídos, produzem um sinal eletrônico na trilha mais próxima à passagem da partícula ionizante. Cada trilha tem o seu canal de leitura, o que faz com que sejam necessários uma grande quantidade de canais de leitura

Detectores	Coord. z (cm)							
<i>VSSD</i> 1	<i>X</i>	4.89	<i>Y</i>	7.52	<i>U</i>	10.15	<i>V</i>	12.78
<i>VSSD</i> 2	<i>X</i>	15.41	<i>Y</i>	18.04	<i>U</i>	20.67	<i>V</i>	23.30
<i>VSSD</i> 3	<i>X</i>	25.93	<i>Y</i>	28.56	<i>U</i>	31.19	<i>V</i>	33.82
<i>VSSD</i> 4	<i>X</i>	36.45	<i>Y</i>	39.08	<i>U</i>	41.71	<i>V</i>	44.34
<i>VSSD</i> 5	<i>X</i>	46.97	<i>Y</i>	49.60	<i>U</i>	52.23	<i>V</i>	54.86

Tabela 2.5: Localização em z dos planos X , Y , U e V do *VSSD*

para cada plano do *VSSD*.

Como as partículas charmosas que estamos interessados em detectar, Λ_c^- , Σ_c^{*-} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^- e Ξ_{cc}^{*+} , possuem um tempo de vida muito pequeno, da ordem de 10^{-13} s, e uma massa grande, da ordem de 2 a 4 GeV, elas devem decair na região dos alvos, percorrendo assim distâncias da ordem de centímetros. Assim, através da reconstrução dos vértices dos seus decaimentos no detector (*VSSD*), temos uma grande chance de encontrá-las. A Tabela 2.5 indica a posição dos 5 grupos dos detectores *VSSD* nos 4 planos (X , Y , U e V) e a Figura 2.5 dá uma noção do tamanho real de um dos detectores *VSSD*.

2.4.4 *RICH* (Ring-Imaging Cherenkov)

O *RICH* é o maior detector existente no espectrômetro, com comprimento aproximado de 10 m. É utilizado para identificar os hádrons carregados. Sendo um detector *Cherenkov*, o *RICH* utiliza o fato de que se uma partícula atravessa um certo meio com velocidade βc maior que a velocidade da luz nesse meio, $c' = c/n$ (n é o índice de refração do meio), os átomos vizinhos à trajetória da partícula tornam-se polarizados e coerentemente emitem fótons segundo um ângulo θ , conhecido com ângulo de *Cherenkov* (veja Figura 2.6).

que é dado por:

$$\cos\theta = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.2)$$

com $\beta > 1/n$, onde $\beta = v/c$. A frente de onda da radiação forma um cone em torno do eixo da trajetória. Portanto, a velocidade da luz nesse meio é a velocidade limiar v_{th} , acima da qual qualquer partícula com esta velocidade induzirá a emissão de luz *Cherenkov*. Este limiar de velocidade corresponde a um limiar de momentum:

$$p_{th} \cong \frac{m c}{\sqrt{2} \varepsilon}, \quad (2.3)$$

onde $\varepsilon = n - 1$. Isto impõe um limite na massa m das partículas que emitem a luz. Este limite será superior, $m < \sqrt{2} \varepsilon p/c$, se houver emissão *Cherenkov*, e inferior $m > \sqrt{2} \varepsilon p/c$, se não houver emissão.

No *RICH* as partículas atravessam um recipiente radiador de 10 m de comprimento preenchido por gás Neon. Usando este gás nobre com 99.99% de pureza a 1 atm. não há problemas com dispersão no meio do radiador. Os fótons produzidos são refletidos por um espelho esférico (com comprimento focal de 10 m) em um arranjo de fototubos. Os fototubos são montados hexagonalmente para melhor detectar a luz emitida por vários cones. Para melhorar a coleta de luz através do aumento da área abrangida, necessita-se que os raios dos anéis sejam pequenos, requerendo em torno de 2848 fototubos de 1.27 cm de tamanho. Os sinais discriminados dos fototubos são conectados diretamente ao sistema computacional designado à leitura dos dados e à verificação do equipamento. Utilizando o *RICH* pode-se identificar completamente π , k e p com energias acima de 250 GeV. A Tabela 2.6 indica a posição do *RICH* no espectrômetro e a Figura 2.7 dá uma idéia do tamanho do *RICH* usado no *SELEX* (fotografia tirada em Outubro de 1996).

Posição z (cm)	<i>RICH</i>
Posição inicial	1685.71
Posição central	2715.71
Final do <i>RICH</i>	2720.71

Tabela 2.6: Localização do *RICH* no espectrômetro

Característica	<i>H0</i>	<i>H1</i>	<i>H2</i>
Posição z (cm)	-5.10	915.40	1215.71

Tabela 2.7: Localização dos Hodoscópios

2.4.5 Hodoscópios Cintiladores

Os contadores de cintilação (luminescência) consistem de cintiladores e fotomultiplicadores. A excitação dos átomos de um certo meio pela ionização de partículas resulta em radiação luminosa, que pode ser detectada por um fotomultiplicador. A energia ionizante produz, no cintilador, um sinal de luz cuja intensidade é proporcional à energia absorvida. Os hodoscópios são calorímetros utilizados para contar o número de partículas que o atravessam, dando uma idéia de quantas partículas devem chegar aos detectores de transição *TRD's* e ao *RICH*. A Tabela 2.7 mostra as localizações dos hodoscópios utilizados na experiência *E781* no *SELEX*.

2.4.6 Detectores de Radiação de Transição

Além das câmaras de radiação de transição do feixe (*BTRD*), que estão situadas antes dos alvos descritas na Seção 2.4.1, o *SELEX* possui outra câmara de transição, a *TRD* (*Transition Radiation Detector*), para identificação de elétrons, localizada entre o segundo hodoscópio (*H2*) e o *RICH*. Sua final-

idade é ser usada no *trigger* para decaimentos semileptônicos de partículas charmosas.

2.4.7 Câmaras de Arrasto (*Drift Chambers*)

As câmaras de arrasto são detectores tradicionais, versáteis, usados em quase todas as experiências de altas energias, para o rastreamento de partículas carregadas. Muitas vezes são usadas para identificação da partícula ionizante que a atravessou, através da energia depositada dE/dx . As câmaras de arrasto são formadas por vários planos sensores, cada plano com uma orientação espacial. Cada um destes planos sensores é formado por um certo número de fios sensores (*sense wires*) paralelos, alternados com fios modeladores de campo (*field shapping wires*), ou simplesmente fios de campo. Cada plano sensor está inserido entre dois planos de fios de catodo, de modo que temos uma alternância entre os fios de catodo e planos sensores. Cada fio no interior da câmara fica numa determinada posição e num determinado potencial eletromagnético, de modo que tenhamos um campo elétrico uniforme na maior parte da câmara. Com isso, os elétrons resultantes da ionização das moléculas do gás viajam em direção aos fios sensores com uma velocidade constante, v_d , chamada de *velocidade de arrasto*, durante a maior parte do trajeto, entrando em regime de avalanche apenas na região do fio sensor. Assim, medindo o tempo gasto para os elétrons alcançarem o fio sensor mais próximo, podemos deduzir a que distância deste fio passou a partícula ionizante. Como o sinal em um único fio não nos dá informação sobre de que lado do fio sensor a partícula passou, somente combinando as informações de mais de um plano sensor é possível eliminar esta ambigüidade denominada *direita-esquerda*.

A diferença fundamental entre as *PWC's* (*Multiwire Proportional*

Os contadores *Vee* são usados também no *trigger* e representam um papel essencial na determinação do decaimento do bárion Λ^0 . Para a energia do feixe usada na *E781*, os grandes momentos dos Λ^0 's provenientes dos sucessivos decaimentos das partículas charmosas, resultam num ângulo de abertura de decaimento de aproximadamente 10 mrad . Por isso, até mesmo na região final do espectrômetro, à 35 metros, o tamanho das câmaras são modestas, da ordem de 80 cm^2 , como mostrado na Figura 2.8. As localizações das câmaras *Vee* encontram-se na Tabela 2.10.

No *trigger*, procuramos pela variação do número de partículas carregadas em um par destas câmaras. Esta variação em 2 unidades indica a existência de um decaimento Λ^0 .

2.4.8 Magnetos

Os magnetos têm como função defletir as trajetórias das partículas carregadas, para que suas cargas elétricas e momentos possam ser medidos. Ao atravessar o magneto, as partículas carregadas sofrem uma deflexão de um ângulo θ' . Com isso, podemos calcular o momento \mathbf{p} (MeV/c) das partículas que o atravessam, através da equação da Força de Lorentz [35].

O *SELEX* possui três magnetos, *M1*, *M2* e *M3*, de grande aceitação geométrica, os quais geram campos magnéticos na direção y . Sendo os campos magnéticos verticais, esses eliminam a possibilidade de componentes da força \mathbf{F} nesta direção, facilitando a reconstrução dos traços. A Tabela 2.11 indica as intensidades e posições dos campos magnéticos, e a deflexão P_t (*Kick*). A Figura 2.9, dá uma idéia do tamanho dos magnetos no *SELEX*.

1 ^o Conjunto:	Posição inicial em z (cm)	Posição final em z (cm)
1 ^o Módulo de <i>PWC</i>	349.60	361.40
2 ^o Módulo de <i>PWC</i>	419.60	431.40
3 ^o Módulo de <i>PWC</i>	481.40	501.40

Tabela 2.8: Primeiro Conjunto de Câmaras de Arrasto.

2 ^o Conjunto:	Posição inicial em z (cm)	Posição final em z (cm)
1 ^o Módulo de <i>PWC</i>	910.40	918.44
2 ^o Módulo de <i>PWC</i>	929.44	937.47
3 ^o Módulo de <i>PWC</i>	948.47	956.51
4 ^o Módulo de <i>PWC</i>	991.27	1041.17

Tabela 2.9: Segundo Conjunto de Câmaras de Arrasto.

Chambers) e as câmaras de arrasto, reside na maneira de se obter a trajetória da partícula a partir do sinal eletrônico observado. Enquanto nas câmaras de arrasto a maneira de se obter a trajetória da partícula é a partir do tempo gasto para os elétrons de ionização alcançarem o fio sensor, nas câmaras *PWC*'s usa-se o sinal eletrônico diretamente da posição do fio que recebeu o pulso. As *PWC*'s, cuja configuração é dada pelas Tabelas 2.8 e 2.9, desempenham um papel importantíssimo na reconstrução dos dados *on-line* nos processadores do *trigger*.

3 ^o Conjunto:	Posição inicial em z (cm)	Posição final em z (cm)
<i>Vee A</i>	2765.71	2885.71
<i>Vee B</i>	3368.21	3488.21
<i>Vee C</i>	3970.71	4090.71

Tabela 2.10: Terceiro Conjunto de Câmaras de Arrasto.

Características	<i>M1</i>	<i>M2</i>	<i>M3</i>
Posição inicial em <i>z</i> (cm)	107.96	659.66	4153.81
Posição final em <i>z</i> (cm)	290.84	905.40	4659.53
Campo B (KG)	13.47	15.41	15.18
P_t (<i>Kick</i>) (GeV/c)	$\simeq 0.008$	0.845	0.832

Tabela 2.11: Características dos Magnetos da *E781*

2.4.9 Calorímetros

A energia e as coordenadas da posição das interações das partículas secundárias de altas-energias, podem ser medidas através do uso dos calorímetros [36], os quais podem atuar em combinação com outros detectores, para a identificação de certas partículas - por exemplo elétrons, fótons, neutrons, kaons neutros, etc. Os calorímetros absorvem a energia carregada pelas partículas, medindo-a [37]. A interação das partículas com o meio material do calorímetro produz pequenos chuveiros de partículas. Devido à ausência de interações fortes envolvendo léptons e fótons, eles produzem chuveiros (chuveiros electromagnéticos) com características distintas dos chuveiros produzidos pelos hádrons (chuveiros hadrônicos).

Calorímetros de fótons (Pbglass)

Quando um elétron (e^-) ou um pósitron (e^+) a altas energias (> 10 GeV) penetram num meio, interagindo com o campo coulombiano gerado pelos núcleos, eles são desacelerados emitindo fótons (*bremsstrahlung* - radiação de freamento). Por outro lado, fótons a altas energias, na presença de núcleos, podem se materializar e produzem pares de elétron-pósitron. Assim, elétrons, pósitrons, e fótons ao atravessarem um meio denso, geram elétrons, pósitrons

Características	<i>Fóton1</i>	<i>Fóton2</i>	<i>Fóton3 e 4</i>
Posição inicial em z (cm)	526.56	3508.21	4769.43 e 4963.43
Posição final em z (cm)	616.56	3703.21	4880.33 e 5232.23
Localização	entre $M1$ e $M2$	entre $VEE B$ e C	entre $M3$ e Neutron

Tabela 2.12: Localização dos Calorímetros da $E781$

e fótons secundários num processo em cascata constituindo o chamado chuvaireto eletromagnético. Essa cascata continua até que as partículas resultantes, com energias suficientemente baixas não irradiem ou não formem pares de elétrons e o processo dominante de perda de energia passa a ser por ionização do meio. Estes detectores são usados nas medidas das energias de fótons, elétrons, e π^0 's. Na Tabela 2.12 encontram-se as posições dos 3 arranjos de detectores electromagnéticos no espectrômetro e a Figura 2.10 dá uma idéia do tamanho do calorímetro no espectrômetro.

Calorímetro de hádrons.

No caso de hádrons, os chuvairetos são causados principalmente pela perda de energia por colisões inelásticas com os núcleos, que produzem hádrons secundários, e por sua vez interagem produzindo novos hádrons. Analogamente, o processo continua até que as perdas por ionização passam a ser dominantes. Este calorímetro está localizado no final do espectrômetro $SELEX$, no chamado calorímetro de neutrons. A Figura 2.11 mostra a sua dimensão no espectrômetro. Sua função é a detecção dos neutrons, que conseguem atravessar todo o espectrômetro.

2.5 *Trigger*

Definimos *trigger* como um processo de seleção *on-line* dos eventos possíveis de possuírem características de um processo típico da física a ser estudada experimentalmente. O *trigger* da *E781* pretende selecionar eventos contendo bárions charmosos e utiliza tanto um *trigger* para o *hardware* (nível 1) do espectrômetro, como para o *software*⁶ (níveis 2 e 3) [38].

2.5.1 Nível 1 do *Trigger*

Neste primeiro nível uma decisão rápida do *trigger* é feita para indicar as seguintes condições: validade do feixe, interação ocorrida, e selecionar partículas com grande momento. A validade do feixe é testada nos cintiladores do feixe (*Beam Scintillation*), nas *TRD's* do feixe (*BTRD's*), através dos sinais obtidos nas microtrilhas de silício (*BSSD*) e nos hodoscópios cintiladores *H1* e *H2*. O nível 1 do *trigger* tem os seguintes requerimentos:

- No mínimo 3 partículas secundárias positivas na saída dos hodoscópios que tenham um momento acima de 15 GeV/c;
- Um sinal no contador de interação, situado entre os alvos e as *VSSD's* (veja Figura 2.3).
- Informação adicional do feixe obtida pelo *BTRD*, para uma identificação das partículas do feixe.

⁶*Software*, nome genérico dado aos componentes do processamento (programas, sistemas operacionais, etc.).

2.5.2 Nível 2 do *Trigger*

Neste nível, calcula-se a reconstrução dos traços que satisfazem os requerimentos do nível 1. Esta reconstrução utiliza as informações para o rastreamento das partículas através de um conjunto x e y fornecido pelas *PWC's* e das câmaras de arrasto, localizadas após o *M2*. O objetivo principal é isolar eventos cujos traços podem ter sido originados do decaimento de sabores pesados. O nível 2 do *trigger* tem como objetivos principais o seguinte:

- Filtrar o *trigger* do primeiro nível, tentando obter uma melhora na relação sinal/ruído;
- Projetar os traços ocorridos no início do espectrômetro, nos detectores de vértice de silício *VSSD*, predizendo suas inclinações e posições, e assim começar os cálculos do parâmetro de impacto realizados no nível 3.

2.5.3 Nível 3 do *Trigger*

Este *trigger* se aplica a traços de grande momento e pequenos ângulos, os quais tem uma grande chance de se originarem dos decaimentos charmosos ocorridos a grande X_f numa interação primária com as folhas dos alvos. Para computarmos o parâmetro de impacto de cada traço que atravessa o espectrômetro, devemos fazer uma reconstrução completa dos traços nos detectores de silício *VSSD's*. O nível 3 do *trigger* tem como objetivos principais:

- Reconstruir nas *PWC's* os traços encontrados no início do espectrômetro, correspondentes aos traços já reconstruídos pelo nível 2.
- Localizar as folhas dos alvos nas quais a interação primária ocorreu, usando para isso, os traços do feixe e os traços reconstruídos na *VSSD*.

2.6 Aquisição de Dados e Rendimento Esperado

A *E781*, está coletando dados desde Julho de 1996, e deve terminar em Outubro deste ano, sendo esperado a reconstrução de 10^6 hádrons charmosos.

O sistema de aquisição de dados tem como função principal armazenar em fitas magnéticas as informações fornecidas pelos detectores a respeito de cada evento, permitindo que os mesmos sejam analisados posteriormente em detalhes. O volume de dados e taxas necessárias para chegarmos a este nível de sensibilidade requer um sistema de aquisição de dados espetacular. O sistema de aquisição de dados na *E781* é parte de um projeto realizado com a colaboração entre Sistemas *online* do Departamento de Divisão Computacional do Fermilab (*OLS*) e 6 experiências (*E781*, *E811*, *E831*, *KTeV*, *E835*). A idéia é desenvolver um sistema comum para todas as experiências, na esperança da redução de mão de obra necessária para o arranjo de sistemas individuais para cada experiência. A Figura 2.12, mostra a sistemática do sistema *DAQ* para o *trigger online* da *E781*. (figura obtida da referência [38])

2.7 Calibração e Monitoramento

Como o espectrômetro é constituído de vários detectores, o mal funcionamento de qualquer um dos detectores pode vir a comprometer toda a reconstrução dos eventos adquiridos durante o período de funcionamento do feixe. Para minimizar estes problemas, o espectrômetro é acompanhado durante todo o período das coletas dos dados. A cada 8 horas, um grupo de pessoas é escolhido para fazer o monitoramento do espectrômetro, este grupo é geral-

mente formado por 2 à 3 pessoas. Este acompanhamento é chamado de *shift*. No *shift* as pessoas monitoram o feixe, as temperaturas dos detectores, as pressões dos gases, as tensões e correntes de operação, etc. É claro, que todo este procedimento não é suficiente para garantir o funcionamento de um espectrômetro com milhares de canais de leitura, sendo ainda necessário fazer-se a calibração dos detectores e o alinhamento do feixe.

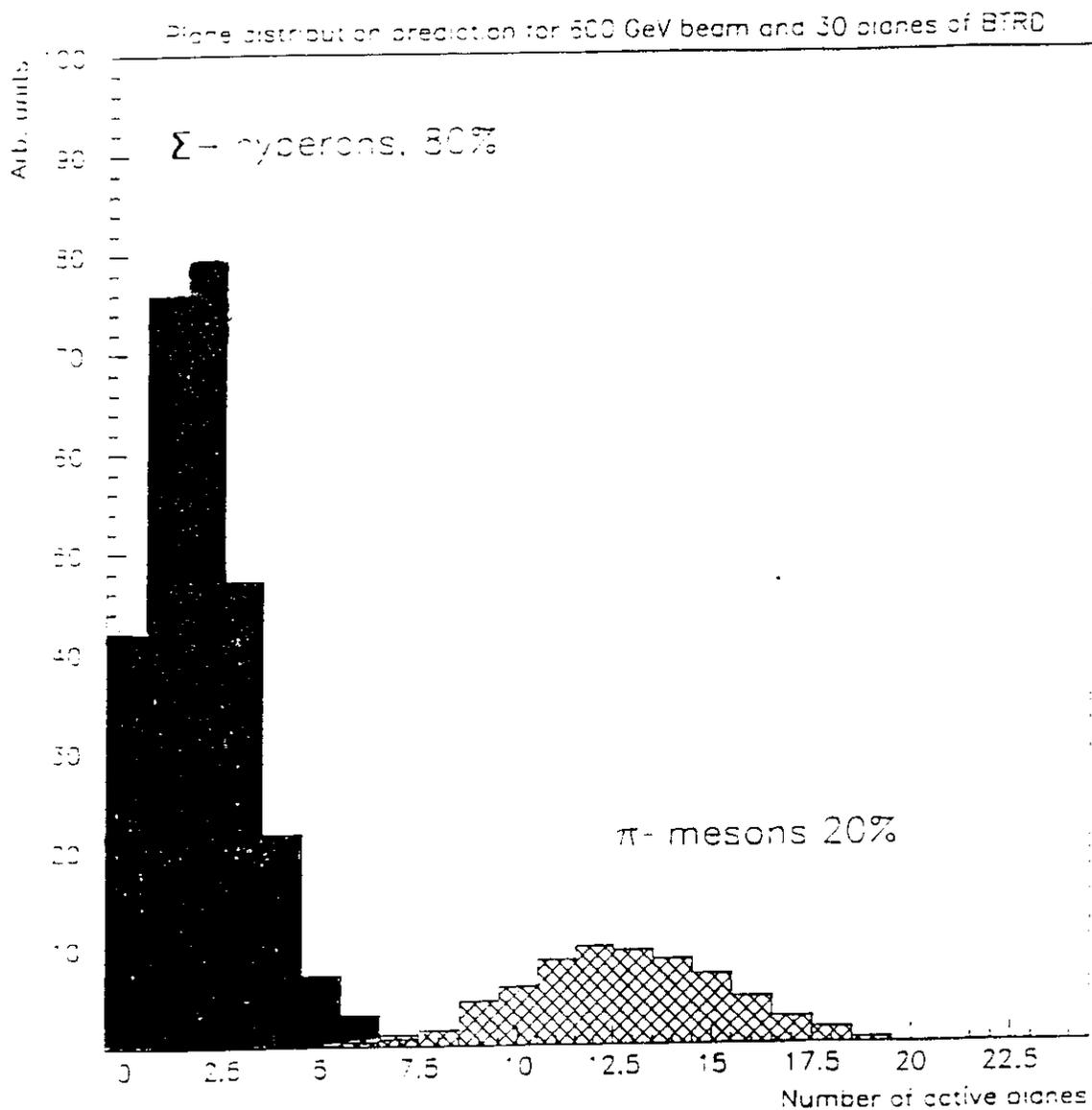


Figura 2.4: Gráfico referente a distribuição dos feixes de π^- e Σ^- nas *BTRD*.

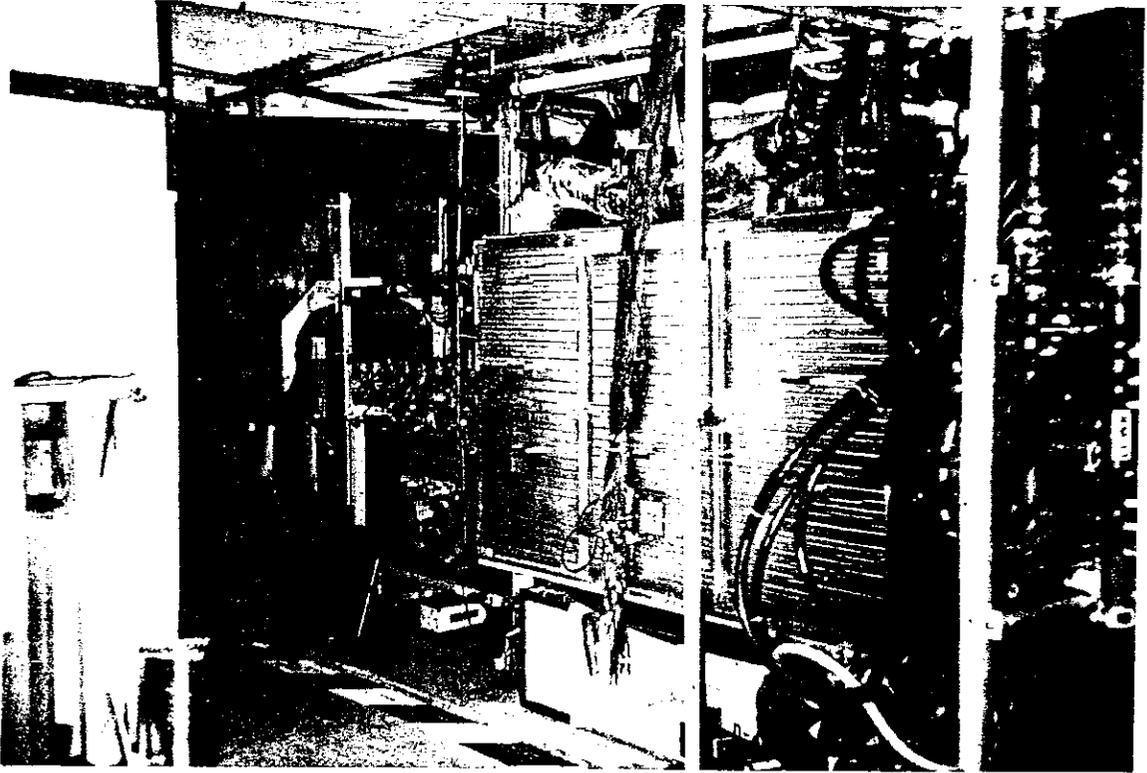


Figura 2.5: Fotografia do detector de silício *VSSD*.

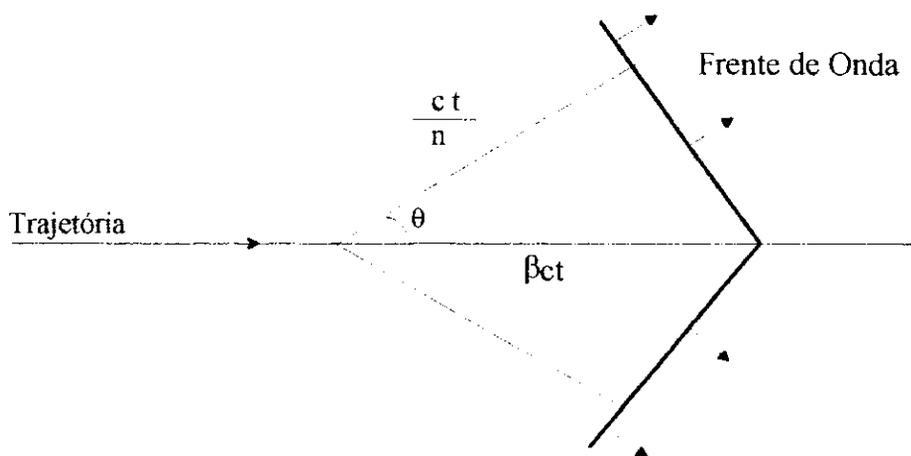


Figura 2.6: Forma de emissão da radiação *Cherenkov*.

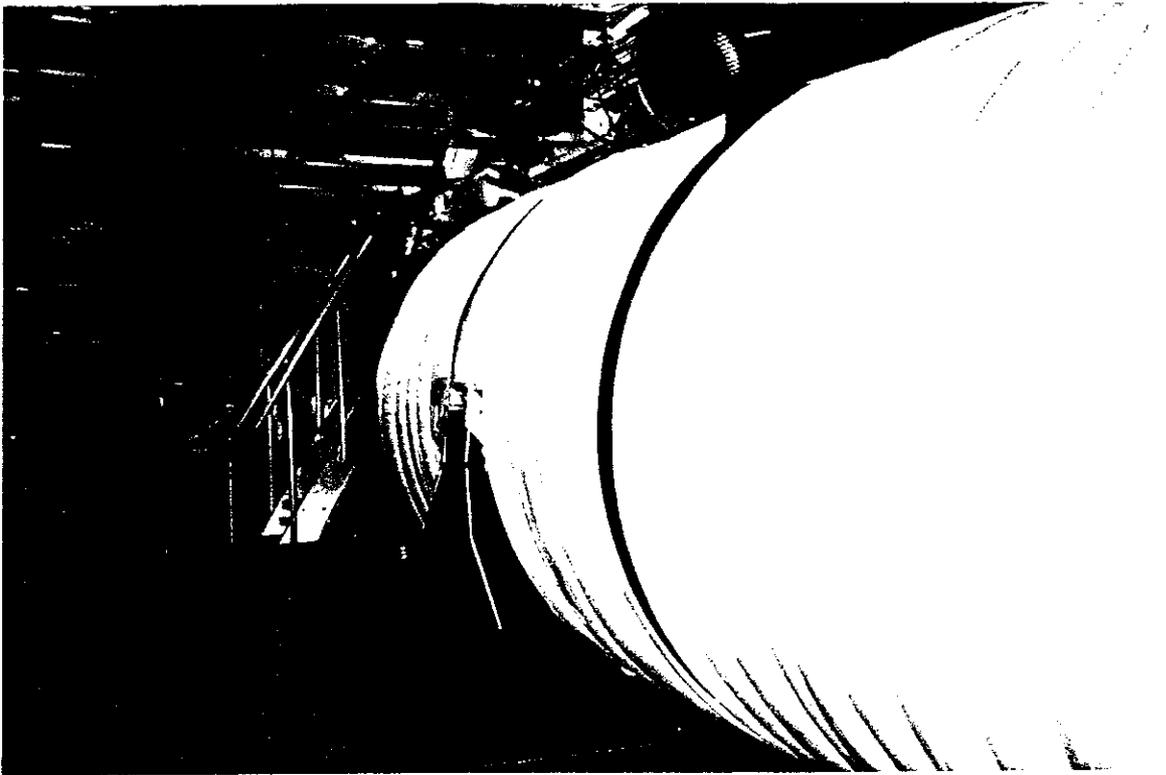


Figura 2.7: Fotografia do *RICH* usado no *SELEX*.

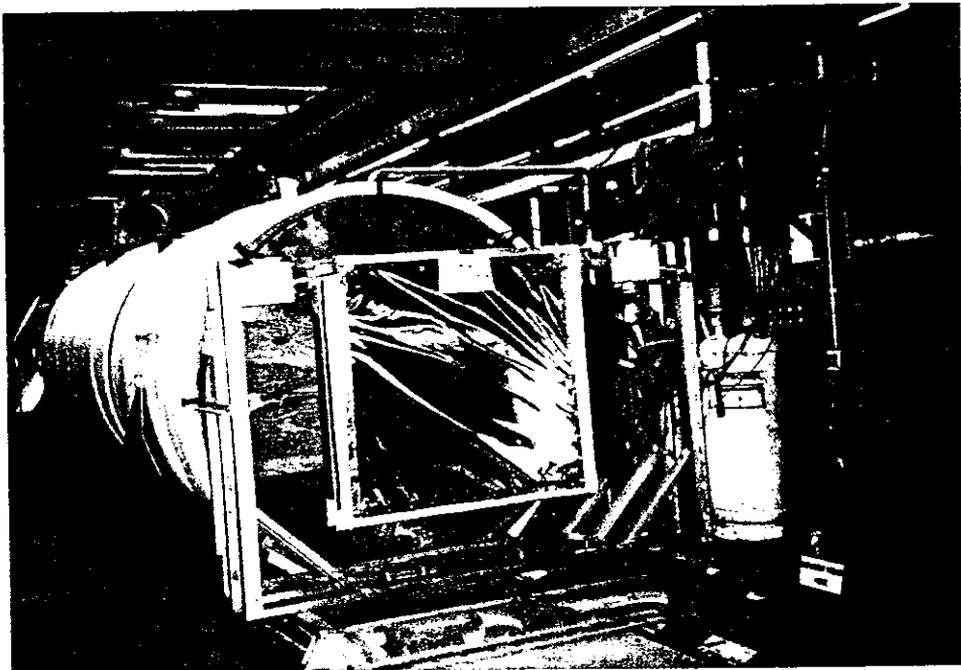


Figura 2.8: Fotografia das câmaras de arrasto no *SELEX*.

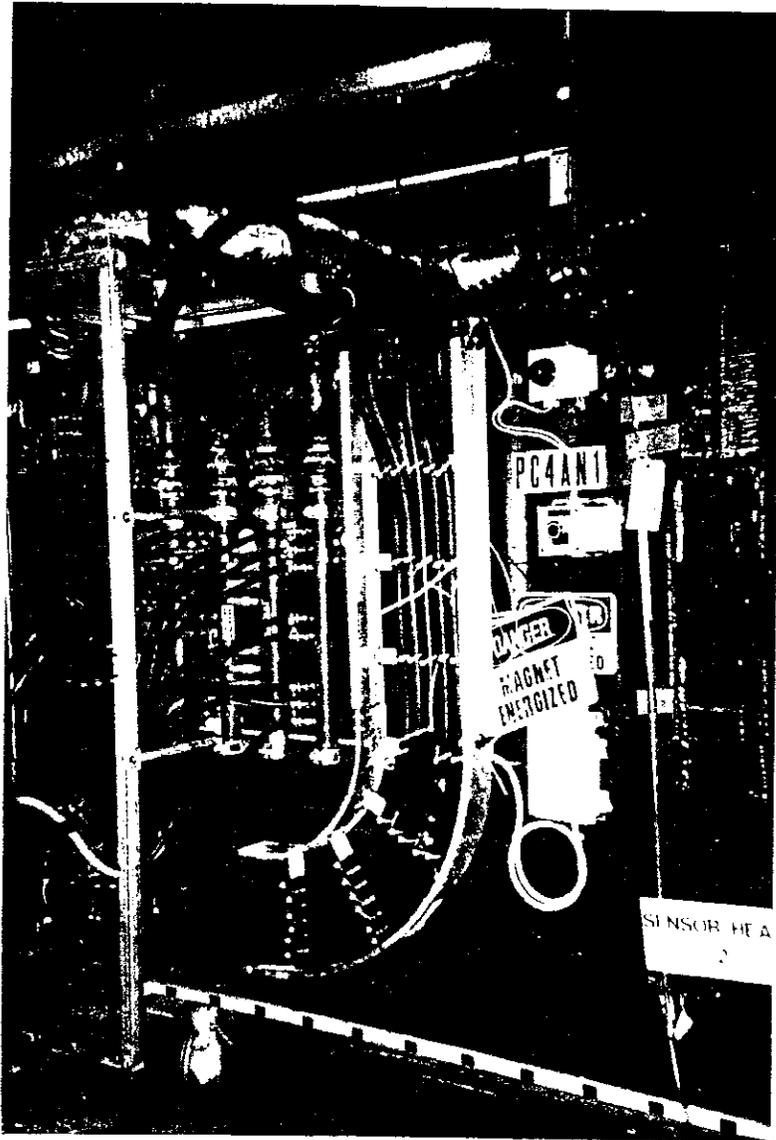


Figura 2.9: Fotografia do magneto no *SELEX*.

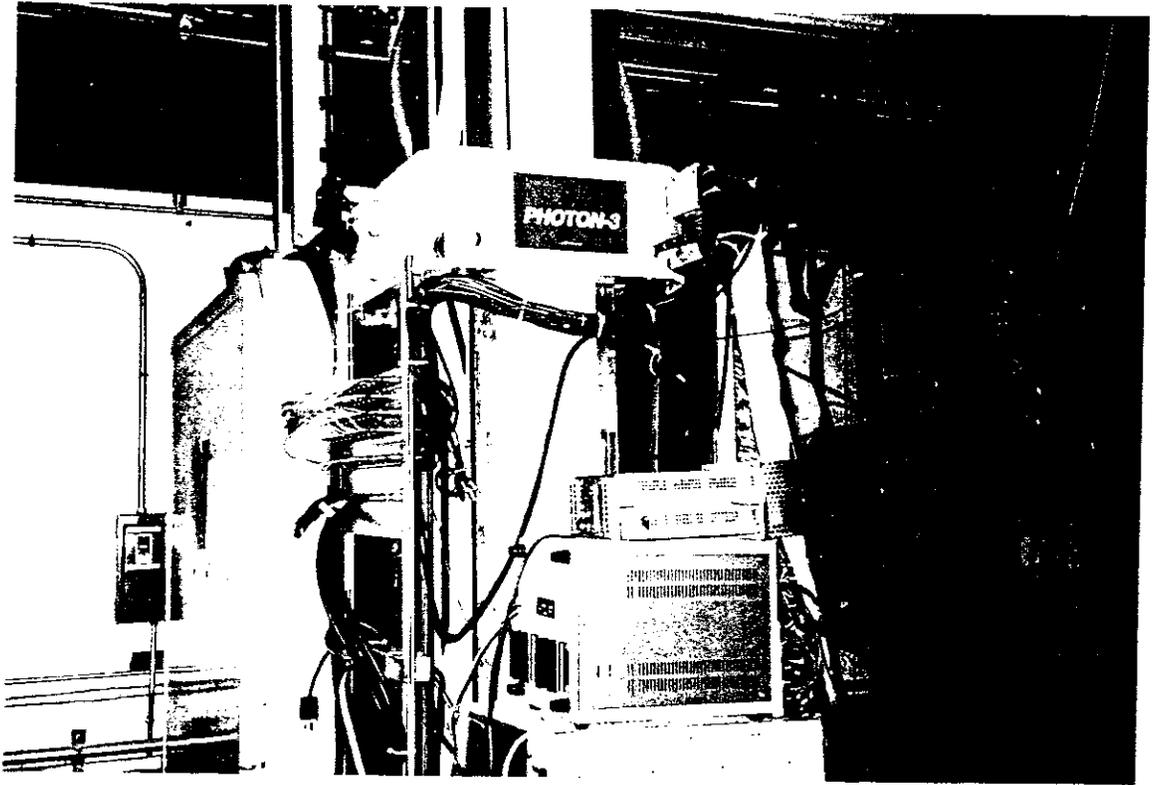


Figura 2.10: Fotografia do calorímetro de fótons (*Fóton3*) no *SELEX*.

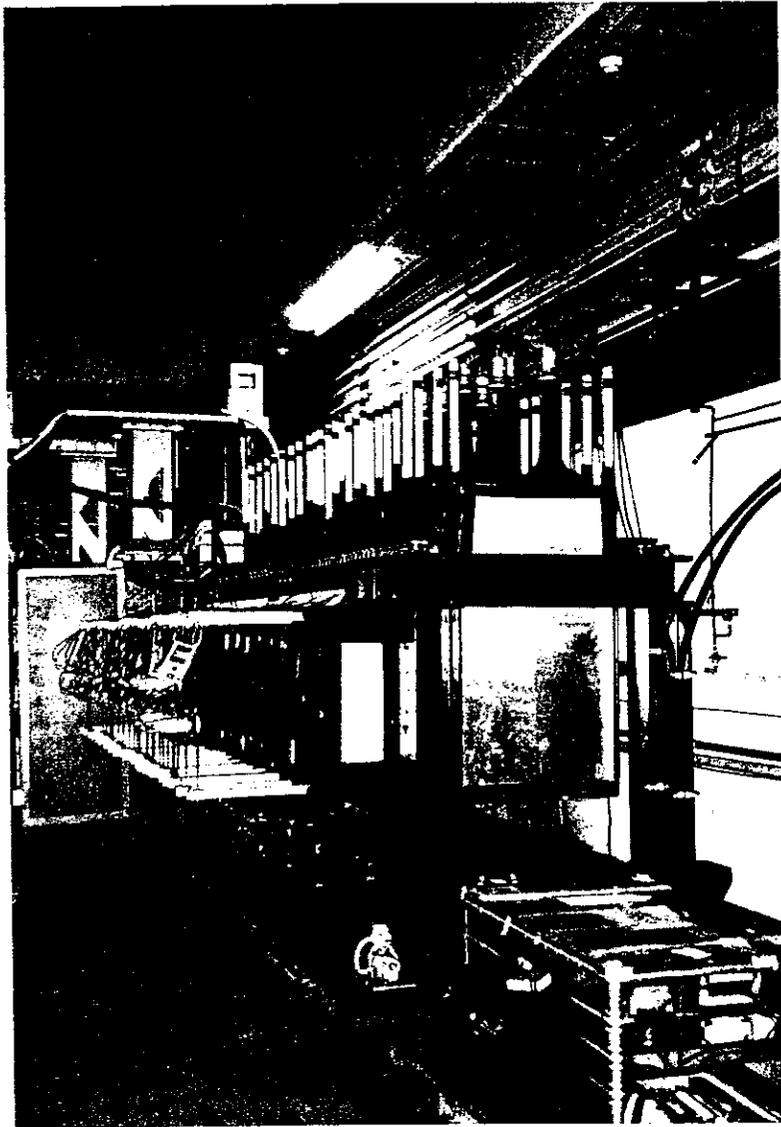


Figura 2.11: Fotografia dos calorímetros de nêutrons no *SELEX*.

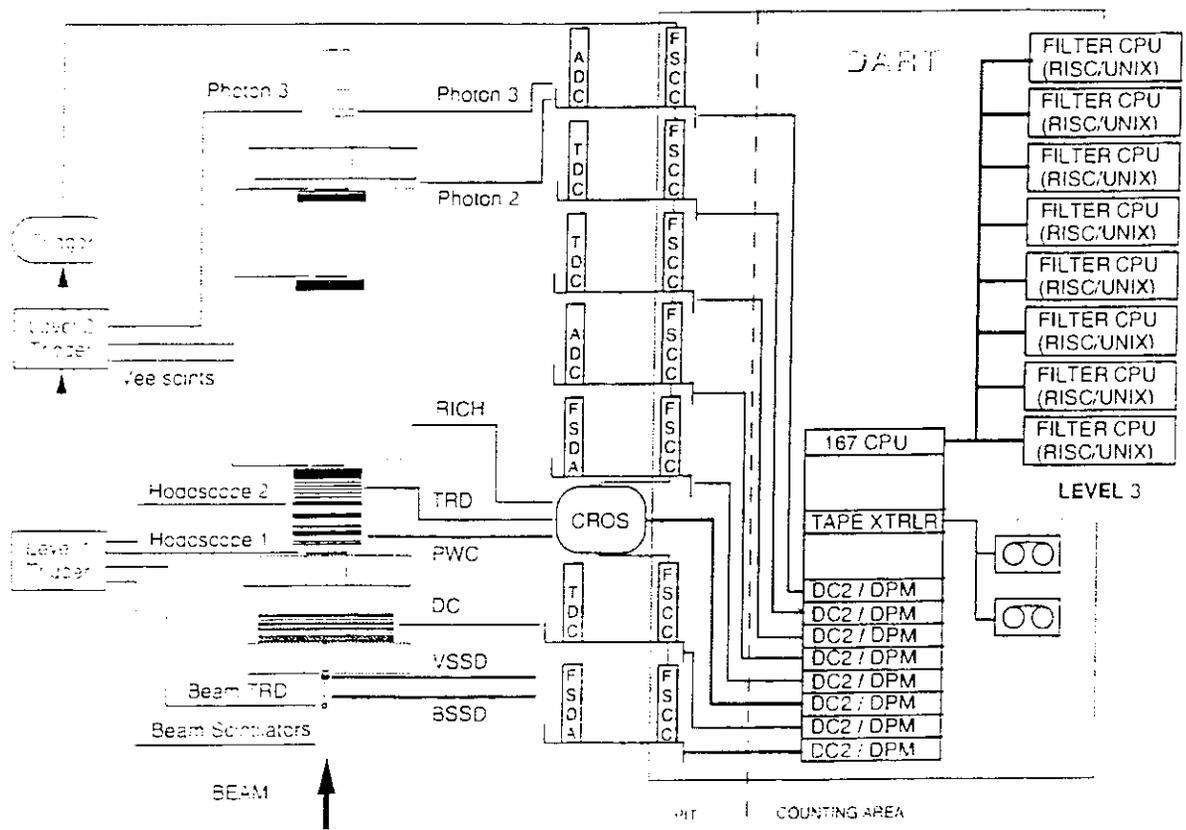


Figura 2.12: Esquema do sistema de aquisição de dados na experiência E781.

Capítulo 3

Análise Experimental

Neste capítulo expomos os procedimentos e os programas de simulação empregados na procura dos decaimentos das partículas singularmente charmosas Λ_c^- , Σ_c^{++-} , Ω_c^- , Ξ_c^0 , Ξ_c^+ e a duplamente charmosa Ξ_{cc}^{+-} utilizando todo o aparato experimental descrito no capítulo anterior.

3.1 Simulação Monte Carlo

Na simulação Monte Carlo produzimos uma amostra de eventos artificiais com todas as características que julgamos que os eventos reais possuam, de acordo com o conhecimento fenomenológico que temos sobre os processos físicos. Com isto, podemos prever se é possível a detecção de bárions duplamente charmosos que ainda não foram observados, previstos pelo Modelo Padrão.

3.2 Produção de Partículas Charmosas

Os dados experimentais da produção dos bárions charmosos são usualmente descritos através da dependência com o momento longitudinal e transversal das partículas produzidas. Para isso, utiliza-se as variáveis X_f e p_t , respectivamente. O X_f da partícula é definido, no referencial do centro de massa, como sendo o momento da partícula projetado na direção do feixe incidente dividido pelo momento máximo que é cinematicamente permitido. Se desprezarmos a massa das partículas e considerarmos \sqrt{s} como a energia total do sistema no referencial centro de massa, X_f será dado por,

$$X_f = \frac{2p_{\parallel}}{\sqrt{s}}, \quad (3.1)$$

onde p_{\parallel} é o momento longitudinal da partícula. p_t representa a componente do momento que é perpendicular ao momento longitudinal.

Várias experiências mediram a seção de choque diferencial de produção de charme. Uma das formas mais usuais de se obter uma formulação quantitativa das seções de choque diferenciais foi proposta por Gunion [39], em 1979, no modelo denominado troca constituinte. Através de argumentos baseados no modelo de pártons, ele mostrou que a seção de choque diferencial, para um estado final qualquer, pode ser descrita pela distribuição $(1 - X_f)^n$ quando $X_f \rightarrow 1$. O valor de n é determinado pelo número de quarks que são trocados entre o estado final e inicial da interação. A experiência *WA89* [24], em 1995, confirmou que esta distribuição funcionava muito bem para o tratamento de partículas pesadas, onde os dados experimentais são parametrizados com:

$$\frac{d^2\sigma}{dX_f dp_t^2} = (1 - X_f)^n \exp\{-b p_t^2\}, \quad (3.2)$$

Utilizando estas distribuições em X_f e p_t , criamos um programa para a simulação da produção das partículas charmosas. Integramos a distribuição

$[1 - X_f]^n$ no limite o qual queremos que X_f varie. e a seguir realizamos a normalização

$$\int_0^1 [1 - X_f]^n dX_f = 1. \quad (3.3)$$

Para reproduzirmos a função $[1 - X_f]^n$ na produção das partículas charmosas *sorteamos*, entre 0 e 1, o valor da integral normalizada entre 0 e X_f , isto é.

$$Ranf = \frac{\int_0^{X_f} [1 - X_f]^n dX_f}{\int_0^1 [1 - X_f]^n dX_f} = 1 - [1 - X_f]^{n+1}, \quad (3.4)$$

onde $Ranf$ é este valor entre 0 e 1 numa distribuição uniforme. Com o valor sorteado do $Ranf$, podemos obter o valor de X_f correspondente, resolvendo a equação (3.4):

$$X_f = 1 - (1 - Ranf)^{\frac{1}{n+1}}. \quad (3.5)$$

Na Figura 3.3 a) mostramos a distribuição de X_f obtido no sorteio para o caso do bárion duplamente charmoso Ξ_{cc}^{++} .

Para a distribuição $e^{-bp_t^2}$ integramos entre os limites $0 < p_t^2 < 4$,

$$\int_0^4 e^{-bp_t^2} dp_t^2 = 1, \quad (3.6)$$

A reprodução da função $e^{-bp_t^2}$ é feita por sorteio entre 0 e 1 do valor da integral normalizada entre 0 e p_t^2

$$Ranf = \frac{\int_0^{p_t^2} e^{-bp_t^2} dp_t^2}{\int_0^4 e^{-bp_t^2} dp_t^2} = \frac{e^{-bp_t^2} - 1}{e^{-4b} - 1}, \quad (3.7)$$

$$Ranf (e^{-4b} - 1) = e^{-bp_t^2} - 1, \quad (3.8)$$

onde $Ranf$ é um número entre 0 e 1, sorteado numa distribuição uniforme. Com este valor sorteado podemos obter o valor de p_t^2 , resolvendo a equação

Bárions Charmosos	n	b (GeV ⁻²)
Λ_c^-	$4.9 \pm 1.2 \pm 0.4$	$1.1 \pm 0.3 \pm 0.1$
Σ_c^{++}	$4.6 \pm 2.3 \pm 0.6$	$1.8 \pm 0.3 \pm 0.1$
Ω_c^0	4.6	1.8
Ξ_c^0	4.7	1.8
Ξ_c^+	4.7	1.8
Ξ_{cc}^{++}	4.2	2.0

Tabela 3.1: Valores de n , b para bárions charmosos.

(3.8):

$$p_t^2 = \frac{\log(1/\frac{1}{1 - \text{Ranf}}(e^{-4b} - 1))}{b}. \quad (3.9)$$

Na Figura 3.3 b) mostramos a distribuição de p_t^2 obtido neste sorteio para o caso do bárion duplamente charmoso Ξ_{cc}^{++} . Na Tabela 3.1 encontram-se os valores de n e b utilizados nos programas. Para as partículas singularmente charmosas utilizamos os valores obtidos pela experiência WA89 [24] e para o Ξ_{cc}^{++} utilizamos os valores calculados por Richard [32].

Além das distribuições em X_f e p_t^2 , obtivemos os valores dos espaços percorridos por cada partícula no seu decaimento, utilizando a distribuição:

$$\exp\left(-\frac{c\gamma\tau}{c\gamma\tau_0}\right) \quad (3.10)$$

onde $\gamma = \frac{E}{m}$, $\tau = \gamma\tau_0$ é o tempo de vida, e $x \simeq c\tau$ o espaço percorrido. Da mesma forma descrita anteriormente:

$$\text{Ranf} = \frac{\int_0^\tau e^{-\frac{c\gamma t}{c\gamma\tau_0}} dt}{\int_0^\infty e^{-\frac{c\gamma t}{c\gamma\tau_0}} dt} = -(e^{-\frac{c\gamma\tau}{c\gamma\tau_0}} - 1), \quad (3.11)$$

que resolvendo para τ resulta em

Bárions Charmosos	Modos de Decaimento	Massa (MeV/c ²)	Fração de Ramificação $\frac{\Gamma_i}{\Gamma}$
Λ_c^-	$\pi^- + K^- + p$	2284.9 ± 0.6	$(4.4 \pm 0.6)\%$
Σ_c^{++}	$\Lambda_c^- + \pi^+$	2452.9 ± 0.6	$(\simeq 100)\%$
Ω_c^0	$\Xi^- + K^- + \pi^- + \pi^+$	2704.0 ± 4.0	—
Ξ_c^0	$\Lambda^0 + \pi^+ + K^-$	2470.3 ± 1.8	—
Ξ_c^-	$\Lambda^0 + \pi^- + \pi^+ + K^-$	2465.6 ± 1.4	82%[41]
Ξ_{cc}^{++}	$\Xi_c^- + \pi^-$	$\simeq 3700.0$ [32]	—

Tabela 3.2: Valores das massas e frações de ramificação dos bárions charmosos [7]

$$\tau = \tau_0 \log(1 / (1 - Ranf)), \quad (3.12)$$

e conseqüentemente o espaço percorrido por cada partícula é

$$x \simeq c \tau_0 \log(1 / (1 - Ranf)). \quad (3.13)$$

3.3 Decaimentos das Partículas Charmosas

O objetivo principal deste trabalho é a verificação da possibilidade de detecção do bárion duplamente charmoso Ξ_{cc}^{++} na *E781*. Contudo, realizamos também um estudo de alguns bárions singularmente charmosos, que, também espera-se, sejam detectados pela *E781*. Na escolha dos decaimentos das partículas, levamos em conta os decaimentos que apresentavam as melhores frações de ramificação Γ_i/Γ_{tot} , cujos valores são descritos na Tabela 3.2.

Na Figura 3.4 a) e b) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ + K^- + p$ do bárion singularmente charmoso Λ_c^+ em todo

o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*). A região hachurada representa a distribuição da coordenada z (cm) dos decaimentos das partículas não charmosas.

Na Figura 3.4 c) e d) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$ do bárion singularmente charmoso Σ_c^{++} em todo o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*), onde o Λ_c^+ decai em $\pi^+ + K^- + p$. A região hachurada representa a distribuição da coordenada z (cm) dos decaimentos das partículas não charmosas.

Na Figura 3.4 e) e f) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Omega_c^0 \rightarrow \Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^-$ do bárion singularmente charmoso Ω_c^0 em todo o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*), onde $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ e $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. A região hachurada representa a distribuição da coordenada z (cm) dos decaimentos das partículas não charmosas.

Na Figura 3.5 a) e b) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + K^-$ do bárion singularmente charmoso Ξ_c^0 em todo o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*), onde Λ^0 decai em $p + \pi^-$. A região hachurada representa a distribuição da coordenada z (cm) dos decaimentos das partículas não charmosas.

Na Figura 3.5 c) e d) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + \pi^+ + K^-$ do bárion singularmente charmoso Ξ_c^+ em todo o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*), onde Λ^0 decai como no item anterior. A região hachurada representa a distribuição da coordenada z (cm) dos decaimentos das partículas não charmosas.

Na Figura 3.5 e) e f) mostramos as posições na coordenada z (cm) do decaimento $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$ do bárion duplamente charmoso Ξ_{cc}^{++} em todo o espectrômetro e na região dos alvos (*zoom*), onde Ξ_c^+ decai em $\Lambda^0 + \pi^+ + \pi^+ + K^-$. A região hachurada representa a distribuição da coordenada z

(*cm*) dos decaimentos das partículas não charmosas.

A Figura 3.6 a) mostra a coordenada z (*cm*) onde ocorreram os decaimentos da partícula Ξ_{cc}^{++} (linha reta) e Ξ_c^+ (linha tracejada), e na Figura 3.6 b) os pontos em z (*cm*) onde ocorreu o decaimento do Λ^0 . Como podemos notar em a), as duas partículas charmosas decaem na região dos alvos, percorrendo desta forma pequenas distâncias, enquanto que em b) o decaimento do Λ^0 ocorre no segundo estágio do espectrômetro.

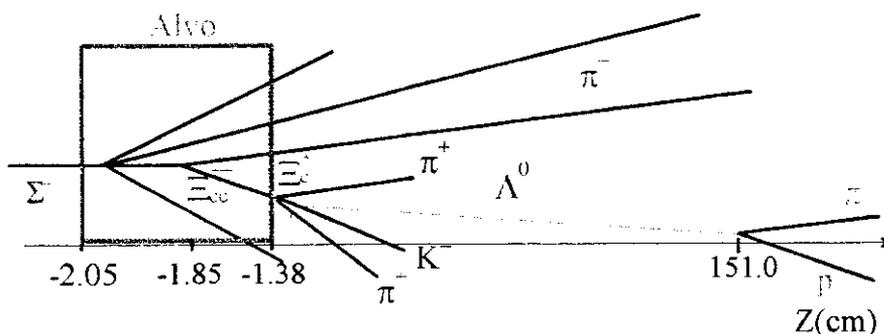


Figura 3.1: Modo do decaimento do Ξ_{cc}^{++} no detector de vértice.

A Figura 3.1 mostra a cadeia do decaimento típico do Ξ_{cc}^{++} no arranjo experimental em função da coordenada z (*cm*), e da direção do feixe Σ^- .

3.4 Simulação

3.4.1 Feixe

Usando a subrotina *UBEANGE* do programa *Geant 781*, desenvolvido pela colaboração *E781*, geramos o feixe secundário de prótons a 800 GeV/c do acelerador *Tevatron*. Neste programa, o feixe de prótons interage com o alvo de produção de híperons localizado no interior do *Hyperon Target*, gerando o feixe de Σ^- de acordo com a distribuição do momento esperado para o feixe

após seu direcionamento no magneto de híperons. Obtemos as seguintes informações a respeito do feixe de Σ^- .

- As coordenadas x (cm) e y (cm) da localização feixe;
- Os ângulos θ_x e θ_y nos eixos x e y , respectivamente, através da razão entre os momentos: $\theta_x = p_x/p_z$, $\theta_y = p_y/p_z$;
- E o momento total do feixe, p (GeV/c).

A distribuição do momento p do feixe, é mostrada na Figura 3.7 b).

Após o feixe secundário ser criado, este irá interagir com um dos cinco alvos localizados no espectrômetro. Como alvo, escolhemos o terceiro alvo de cobre, localizado $z_{Cu} = -2.05$ cm. Para sabermos onde o feixe incidiu no alvo de cobre, torna-se necessário redirecionar o ângulo θ_x do feixe, e fazer uma transformação do referencial do feixe para o referencial do laboratório (alvo fixo). O redirecionamento é realizado da seguinte forma:

- Como o deslocamento do feixe pelo magneto de híperons ocorre na direção x , as posições z e y permanecem inalteradas.
- Obtemos a coordenada x do ponto de interação no cobre (x_{int}), através da diferença entre a coordenada x inicial do feixe (x_{feixe}), e o valor do deslocamento 3.27 cm do feixe com relação a sua origem, como indicado na Figura 3.2,

$$x_{int} = x_{feixe} - 3.27. \quad (3.14)$$

Como a simulação é feita em relação a uma incidência do feixe normal a folha de cobre do alvo, é necessário se fazer a rotação no plano xy da direção do feixe por um ângulo ϕ . A tangente do ângulo de rotação $\tan \phi$ é obtida pelo valor médio da distribuição de θ_x . O valor obtido foi $\tan \phi = 0.006492$. A Figura 3.7 a) mostra a dispersão do feixe de Σ^- nas coordenadas x e y .

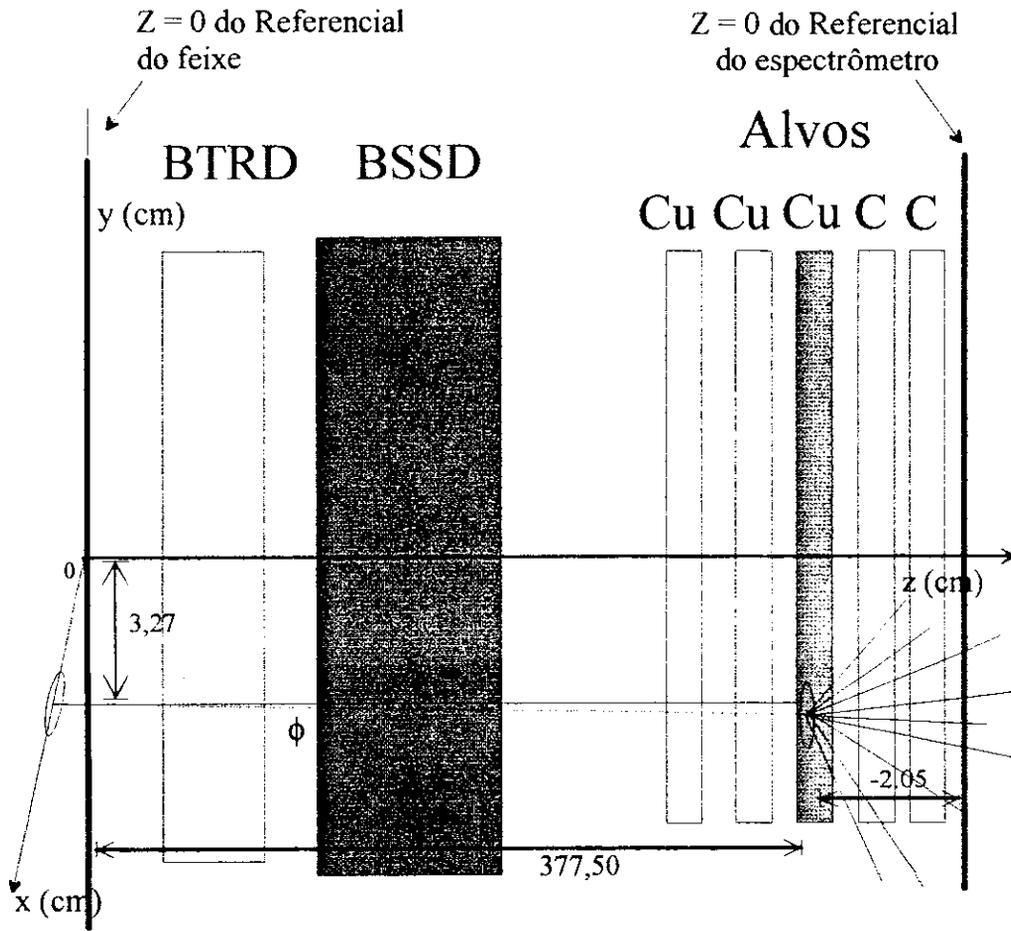


Figura 3.2: Distribuição do feixe de Σ^- no terceiro alvo de cobre do espectrômetro.

3.4.2 Produção das Partículas Não Charmosas

A simulação das interações do feixe no alvo é feita através de um modelo dinâmico para colisões de hádron-hádron, hádron-núcleo e núcleo-núcleo, implementado no programa *Fritiof*, o qual é baseado no pacote *Lund* [42, 43, 44]. Como o feixe de Σ^- colide com um próton do alvo de *Cu*, tratamos como colisões de hádron-nucleons. A altas energias uma colisão entre nucleons pode ser considerada como se um nucleon do projétil interagisse independentemente com os nucleons do alvo. Cada uma destas colisões pode ser tratada da mesma forma como uma colisão hádron-hádron usual, na qual o estado excitado nucleônico não se fragmenta em estágios intermediários e, desta forma, não há cascatas intra-nucleares.

Com o programa *Fritiof* geramos eventos produzidos pela interação do feixe de Σ^- , à 560 GeV/c, no cobre, com a formação de partículas secundárias de baixo p_t . Os eventos duplamente e singularmente difrativos e espalhamentos elásticos são incluídos na geração. Através deste programa conseguimos obter as seguintes informações:

- As coordenadas de origem, x , y , e z , de todas as partículas estáveis carregadas produzidas na colisão, resultantes do decaimento de partículas instáveis ou neutras.
- As projeções dos momentos nos 3 eixos, p_x , p_y , e p_z , e o momento total p_{tot} .

A Figura 3.8 a) mostra a distribuição dos momentos p_{tot} dos traços das partículas no vértice, onde o momento negativo corresponde a partículas com cargas negativas.

Descreveremos agora, como é realizada a inclusão das partículas charmosas Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^+ , e Ξ_{cc}^{++} , que queremos detectar, no conjunto das

partículas secundárias geradas pelo programa *Fritiof*.

3.4.3 Inclusão das Partículas Charmosas

Acrescentamos as partículas Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^+ , e Ξ_{cc}^{+-} no conjunto das partículas secundárias do *Fritiof*. O acréscimo resultante de energia deve ser subtraído da energia original do feixe $E_{b,frit}$ usada para gerar os eventos *Fritiof* [40, 45].

Na colisão de duas partículas de massas m_1 e m_2 , onde m_2 está em repouso no referencial laboratório (alvo de cobre), e m_1 é a massa do feixe, a relação entre a energia do centro de massa (E_{CM}) e a energia no laboratório (E_{lab}) pode ser escrita como

$$E_{CM} = \sqrt{s} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_{lab}m_2}. \quad (3.15)$$

A energia \sqrt{s} no sistema centro do massa dos eventos *Fritiof* deve ser diminuída da energia E_{part}^* no sistema centro de massa da partícula charmosa a ser incorporada, obtendo assim uma nova energia

$$(\sqrt{s} - E_{part}^*). \quad (3.16)$$

Portanto, a energia no sistema laboratório $E_{lab} = E_{b,frit}$, correspondente a esta nova energia $(\sqrt{s} - E_{part}^*)$, pode ser obtida igualando a equação (3.15) à (3.16),

$$(\sqrt{s} - E_{part}^*)^2 = 2E_{b,frit} m_2 + m_2^2 + m_1^2, \quad (3.17)$$

onde

$$E_{b,frit} = \frac{(\sqrt{s} - E_{part}^*)^2 - (m_2^2 + m_1^2)}{2m_2}. \quad (3.18)$$

O cálculo da energia no sistema centro de massa, E_{part}^* , das partículas charmosas a serem incorporadas no evento *Fritiof* é obtida por uma transformação de Lorentz [7, 46].

Como os eventos foram gerados com o feixe a 560 GeV, e depois da interação das partículas charmosas o feixe deve ter a energia $E_{b,fril}$, necessitamos reescalar a energia das partículas secundárias através de

$$E_{scale} = \frac{E_{b,fril}}{560 \text{ GeV}}. \quad (3.19)$$

Pelo fato de se tratar de eventos a alta energia, o reescalamiento da energia pode ser aproximado ao reescalamiento do momento \mathbf{p}_{\parallel} ,

$$E_{scale} = \sqrt{\mathbf{p}_{\parallel}^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2 + M_{part}^2},$$

$$E \simeq p_{\parallel}. \quad (3.20)$$

A Figura 3.8 b) mostra a multiplicidade das partículas charmosas no terceiro alvo de cobre do espectrômetro.

3.4.4 *Trigger*

O sistema de *trigger* da *E781* foi discutido na Seção 2.5. Para o estudo das diferentes condições do *trigger*, acompanhamos os traços produzidos na simulação dos eventos através do espectrômetro e realizamos a seleção dos traços que atravessam os primeiros dois magnetos (*M1* e *M2*) e os traços que incidem nos hodoscópios (*H1* e *H2*), levando em conta o desvio na coordenada x que as partículas carregadas sofrem ao atravessar os magnetos. Também é levado em conta os decaimentos que ocorrem dentro dos magnetos, onde é realizada a correção para o comprimento do caminho parcial.

Na Figura 3.9 a) mostramos a quantidade dos diferentes tipos de partículas produzidas na interação do feixe com o alvo. Como usamos um feixe de Σ^- , espera-se, e a Figura 3.9 a) confirma, uma abundância de $K^-(s\bar{u})$ em relação a $K^+(u\bar{s})$, pois o quark s do Σ^- tende a ser transferido para o K^- enquanto que, K^+ , contendo os quarks $u\bar{s}$, necessita da criação de um

anti-quark \bar{s} para a produção. Pelo mesmo argumento, espera-se mais prótons $p^+(uud)$ produzidos que anti-prótons $p^-(\bar{u}\bar{u}\bar{d})$. Espera-se também que a relação entre $\pi^+(u\bar{d})$ e $\pi^-(\bar{u}d)$ seja compatível com a relação entre K^+ e K^- , o que a Figura 3.9 a) confirma. Na Figura 3.9 b) mostramos a quantidade de traços que foram perdidos e os que alcançaram as diferentes partes do espectrômetro. Nesta figura vemos que somente 20% destes traços alcançam o segundo hodoscópio $H2$. Estes são classificados de “bons traços”, ou seja, traços provenientes de decaimentos das partículas charmosas. A Figura 3.9 c) mostra os diferentes tipos de bons traços. A Figura 3.9 d) mostra a coordenada x (cm) da incidência dos traços que ativam as células do cintilador $H2$. As Figuras 3.10 a), b), c) e d) mostram as coordenadas, x (cm), da incidência, em $H2$, dos bons traços, separados entre píons (π), kaons (k), prótons (p), e todas as partículas, respectivamente. Como podemos notar, a quantidade de píons positivos (x positivo no $H1$, x positivo no $H2$) é muito maior do que a quantidade de píons negativos (x negativo no $H1$, x negativo no $H2$). A quantidade de káons negativos (x negativo no $H1$, x negativo no $H2$) é maior do que os positivos (x positivo no $H1$, x positivo no $H2$), e os prótons (x positivo no $H1$, x positivo no $H2$) também apresentam-se em maior quantidade que os anti-prótons (x negativo no $H1$, x negativo no $H2$). A quantidade total de partículas positivas é maior que as negativas. Portanto, requeremos somente traços positivos para o *trigger* das partículas charmosas.

A $E781$ possui o *trigger hardware* e o filtro *on-line software*. Tanto o *trigger hardware*, como o *trigger software* se baseiam no fato da multiplicidade ser baixa no segundo estágio do espectrômetro. A multiplicidade típica dos eventos é de 26 no vértice primário, como mostra na Figura 3.11 a), e o número médio de traços que atingem os dois hodoscópios cintiladores ($H1$) e

(H^2) por evento (multiplicidade dos traços H_{12}), Figura 3.11 b), é de somente 3 no segundo estágio do espectrômetro.

No nosso estudo, escolhemos as seguintes seleções para o *trigger*:

- *Hardware.*

1. Na nossa simulação as partículas charmosas a serem detectadas são, na sua maioria, de cargas positivas (veja Figura 3.10 d)). Requeremos portanto traços positivos, possíveis produtos de seus decaimentos altamente energéticos;
2. Pelo menos 1 traço com grande momento, ou seja, com ($p > 70$ GeV);
3. Um traço com momento maior do que ($p > 30$ GeV) ou um acréscimo de 2 ou 3 traços nos contadores *Vee B* e *Vee C*.

Quando usamos o filtro *software*, estamos procurando evidências de vértices secundários. Como a multiplicidade é baixa após o segundo magneto $M2$, é possível se fazer a projeção *on-line* dos traços encontrados no $M2$ de volta ao detector de vértice, e determinar a distância da reta que representa o traço ao vértice primário (*miss-distance*).

- *Software.*

1. O traço deve ser detectado nas câmaras proporcionais de fios *PWCs* (*b* e *e*);
2. O traço deve ser detectado em *VSSD2*, localizado à $z = 15.41$ cm;
3. A *miss-distance* deve exceder $30 \mu\text{m}$.

A Figura 3.12 a), mostra a distribuição de X_f do Ξ_{cc}^{--} para todos os eventos e para aqueles que sobreviveram a todas as condições do *hardware trigger*, o qual denominamos eventos *T3*. A Figura 3.12 b), mostra a distribuição de X_f para eventos que sobreviveram as condições 1 e 2 do *hardware* e os eventos que sobreviveram as condições 1 e 2 do *software trigger*. A Figura 3.12 c), mostra a distribuição de X_f para os eventos que sobreviveram a todas as 3 condições do *hardware* e *software trigger*. Como se vê, estas condições do *trigger*, além de favorecerem aos decaimentos que ocorrem à grandes X_f , melhoram sensivelmente a seleção das partículas que queremos detectar. Dos 995 eventos simulados com o decaimento do Ξ_{cc}^{--} , encontramos que 40% destes eventos passam pelas três condições dos *triggers*.

Para compreender a aceitação geométrica do *trigger*, plotamos na Figura 3.13 a) a dependência, em X_f , do inverso da razão entre o número de eventos produzidos com o bárion duplamente charmoso, Ξ_{cc}^{--} , pelo número de eventos que satisfazem as condições do *trigger*. Como pode-se notar, a aceitação geométrica aumenta com X_f , chegando a valores próximos a 1 já em $X_f = 0.3$. As Figuras 3.13 b) e c) mostram para cada evento, a máxima *miss-distance* para traços que atingem o detector de vértice de silício (*VSSD*) e aqueles que atingem as *PWC's* e o *silicon*, respectivamente. Um estudo feito por P. Matthew e J. Russ [47], para o valor de corte da *miss-distance* mostra que $30 \mu m$ é um valor apropriado para se *triggerar* eventos com decaimentos produzindo partículas charmosas a grande X_f .

3.5 Rejeição do *Background*

O requerimento de um vértice secundário com a determinada *miss-distance* de $30 \mu m$ é altamente eficiente para *triggarmos* eventos contendo decaimentos

Bárions Charmosos	Modos de Decaimento	Meia Vida τ (s)
Λ_c^+	$\pi^+ + K^- + p$	$(0.22 \pm 0.03) \times 10^{-12}$
Σ_c^{++}	$\Lambda_c^+ + \pi^+$	—
Ω_c^0	$\Xi^- + K^- + \pi^+ + \pi^-$	$(0.064 \pm 0.02) \times 10^{-12}$
Ξ_c^0	$\Lambda^0 + \pi^- + K^-$	$(0.098 \pm 0.020) \times 10^{-12}$
Ξ_c^-	$\Lambda^0 + \pi^- + \pi^- + K^-$	$(0.35 \pm 0.06) \times 10^{-12}$
Ξ_{cc}^{++}	$\Xi_c^+ + \pi^+$	$\tau(\Xi_{cc}^+) < \tau(\Omega_{cc}^+) < \tau(\Xi_{cc}^{++})$

Tabela 3.3: Valores dos tempos de vida dos bárions charmosos [7, 32].

de partículas com meia vida da ordem de $100fs$ ($100 \times 10^{-15}s$), tempo este correspondente a meia vida dos bárions charmosos que estamos usando na simulação (veja Tabela 3.3).

A maior fonte de *background*¹ para o estudo dos eventos duplamente charmosos vem das combinações das massas dos bárions singularmente charmosos com os traços das demais partículas do evento. A massa efetiva de um sistema de n partículas é definida como a quantidade:

$$M_{ef}^2 = \left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \right)^2 \quad (3.21)$$

onde E_i e \mathbf{p}_i correspondem a energia e momento da i -ésima partícula respectivamente. Para termos um sentimento mais realístico das combinações do *background*, plotamos, para os eventos *triggados*, as distribuições das massas efetivas das partículas de tipos iguais às do decaimento das partículas charmosas, como π 's, e K 's que aparecem em grande quantidade na simulação Monte Carlo do programa *Fritiof*. Na Figura 3.14 a) plotamos a distribuição

¹*Background*: todo e qualquer tipo de objeto que, por uma identificação incompleta ou incorreta, torna-se indistinguível de outros objetos, contaminando-os.

da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Λ_c^+ . Como podemos observar, aparece um sinal em 2.28 GeV, e na distribuição hachurada aparecem as combinações resultantes usando-se as partículas produzidas no *Fritiof*, os supostos contribuintes para o *background* devido as falsas combinações. Vê-se que a contribuição deste *background* na região do sinal é pequena. Na Figura 3.14 b) plotamos a distribuição da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Σ_c^{++} . O valor máximo aparece em 2.45 GeV. Para chegarmos na formação da partícula Σ_c^{++} , utilizamos das combinações das partículas cujo valor da massa do Λ_c^+ estava dentro do limite entre $m_{\Lambda_c^+} + 0.001$ e $m_{\Lambda_c^+} - 0.001$, onde $m_{\Lambda_c^+}$ é a massa de Λ_c^+ (Tabela 3.2). Na distribuição hachurada aparecem as combinações resultantes usando as partículas produzidas no programa *Fritiof*, onde notamos que no decaimento do Σ_c^{++} os píons (falsos) foram os maiores causadores de *background*. Nesta distribuição vê-se que o *background* é pequeno em comparação ao sinal obtido. Na Figura 3.14 c) plotamos a distribuição da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Ω_c^0 . O valor máximo aparece em 2.7 GeV. Para o Ω_c^0 partimos dos valores das combinações das partículas cujo valor da massa do Ξ^- está num limite entre $m_{\Xi^-} + 0.2$ e $m_{\Xi^-} - 0.2$. Como o Ξ^- decai em $\Lambda^0 + \pi^-$, limitamos também o valor da massa do Λ^0 entre $m_{\Lambda^0} + 0.001$ e $m_{\Lambda^0} - 0.001$. Este decaimento é muito difícil de ser separado do *background*, pois a contribuição das combinações de falsas partículas dos eventos puramente *Fritiof*, (região hachurada) é muito grande. Na Figura 3.14 d) plotamos a distribuição da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Ξ_c^0 . Nesta distribuição o valor máximo aparece em 2.47 GeV. Para esta partícula partimos dos valores das combinações das partículas cujo valor da massa do Λ^0 está nos limites $m_{\Lambda^0} + 0.001$ e $m_{\Lambda^0} - 0.001$. Neste decaimento, vemos

que a contribuição das combinações de falsas partículas do programa *Fritiof* (região hachurada) é pequeno, sendo fácil separá-las do *background*. Na Figura 3.14 e) plotamos a distribuição da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Ξ_c^- . O valor máximo aparece em 2.46 GeV. Para esta partícula limitamos o valor da massa do Λ^0 da mesma forma que no caso do Ξ_c^0 . No decaimento do Ξ_c^- , vemos que a contribuição das falsas combinações, usando as partículas geradas pelo programa *Fritiof* (região hachurada), não é pequena, como no caso do Ξ_c^0 . Os píons (falsos), no caso do decaimento do Ξ_c^- , foram os maiores causadores do *background*. Apesar disto, continua sendo possível separá-los. Na Figura 3.14 f) plotamos a distribuição da massa efetiva para as combinações de partículas que podem formar a massa do Ξ_{cc}^{+-} . Nesta distribuição o sinal aparece em 3.7 GeV. Para o Ξ_{cc}^{+-} limitamos o valor da massa do Ξ_c^- entre $m_{\Xi_c^-} + 0.02$ e $m_{\Xi_c^-} - 0.02$. Na distribuição hachurada aparecem as combinações resultantes usando as partículas produzidas no programa *Fritiof*. Neste decaimento vemos que a contribuição das falsas combinações usando as partículas geradas no *Fritiof*, é da ordem de 20% na região do sinal, sendo fácil separar o sinal do Ξ_{cc}^{+-} do *background*.

3.6 Conclusões

Nesta tese estudamos a sensibilidade do *trigger* do *SELEX* para bárions não só singularmente charmosos mas também o duplamente charmoso Ξ_{cc}^{+-} , considerando para cada um deles um modo particular de esquema de decaimento.

Para o estudo do Ξ_{cc}^{+-} , sua produção foi gerada de acordo com uma distribuição experimental observada para os bárions singularmente charmosos. Neste caso, encontramos que 40% dos Ξ_{cc}^{+-} produzidos satisfazem todas as

condições do *trigger*.

Bjorken [48] estima que cerca de 1/3 de todos os decaimentos de bárions duplamente charmosos produzem estados finais contendo somente partículas carregadas, e portanto acessíveis à detecção experimental. Cálculos fenomenológicos recentes [49] para a produção de bárions duplamente charmosos, em colisões hádron-hádron, correspondendo a $\sqrt{s} = 40$ GeV, indicam que a razão de produção dos bárions duplamente charmosos por singularmente charmosos, isto é, $\sigma(ccq)/\sigma(cqq)$, é da ordem de 10^{-2} a 10^{-3} . Espera-se que a experiência *E781* acumule uma estatística de 10^6 bárions singularmente charmosos, e portanto espera-se ter de 10^3 a 10^4 bárions duplamente charmosos.

Como o Ξ_{cc}^{++} é um estado *ccq*, sua meia vida pode ser estimada da medida da meia vida do D^0 , $\tau_{D^0} = 415$ fs. O decaimento do Ξ_{cc}^{++} será dominado pelos decaimentos de quark espectador, em analogia ao que atualmente se interpreta para o decaimento do D^0 ($\bar{u}c$). Como o Ξ_{cc}^{++} tem dois quarks charmosos *c*, sua meia vida deve ser cerca da metade de $\tau_{D^0} = 415$ fs, ou seja, aproximadamente 200 fs. O espectrômetro *SELEX* é sensível a decaimentos a partir de 50 a 100 fs, sendo portanto possível detectar-se decaimentos do Ξ_{cc}^{++} neste aparelho.

Peter Cooper [38] estimou em 5% a eficiência de reconstrução dos decaimentos *ccq*. Portanto, para uma amostra de 10^6 bárions singularmente charmosos reconstruídos, espera-se encontrar de 50 a 500 eventos *ccq* reconstruídos.

O estudo do sinal sobre o *background* foi feito na Seção 3.5, considerando que a maior fonte de *background* dos eventos duplamente charmosos é oriunda de combinações de massa dos bárions singularmente charmosos com os traços do evento. Na Figura 3.14 f), vemos que o nível deste *background* na região

da massa do Ξ_{cc}^{++} (3.7 GeV) é da ordem de 20%.

Concluimos portanto que, sendo a experiência *F781* uma experiência de terceira geração de produção hadrônica de charme, a estatística e resolução espacial são suficientes para se detectar bárions duplamente charmosos.

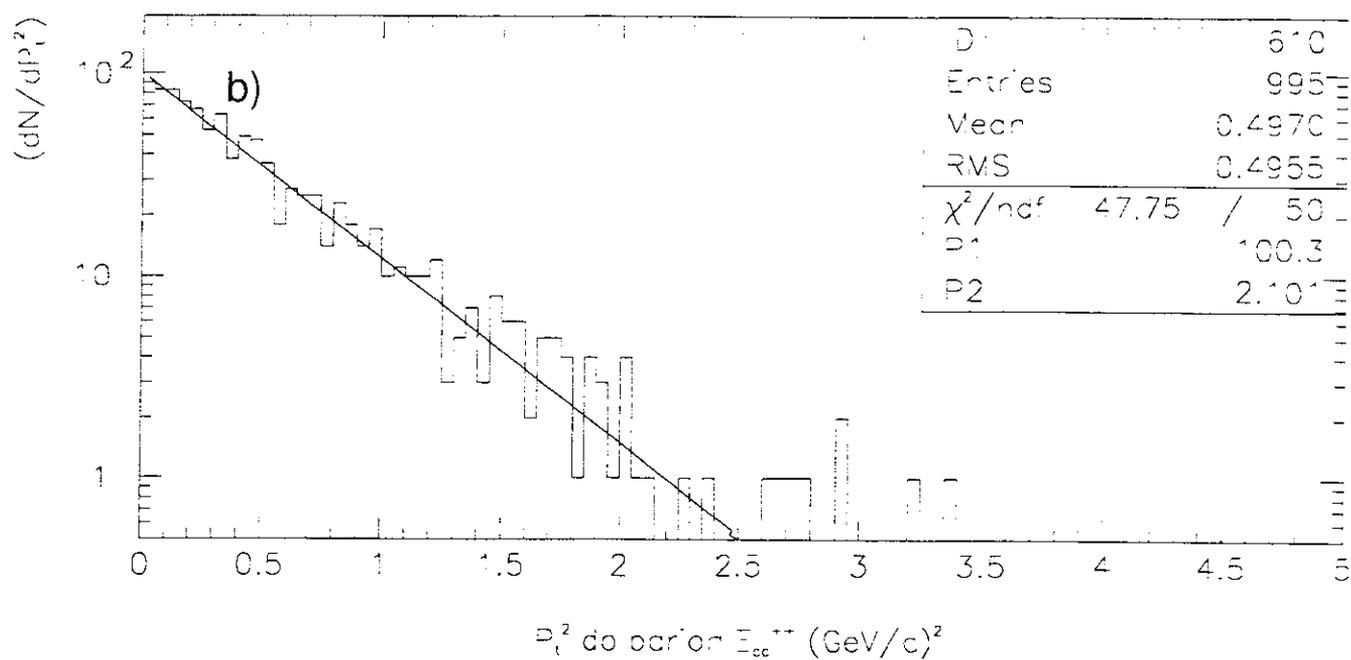
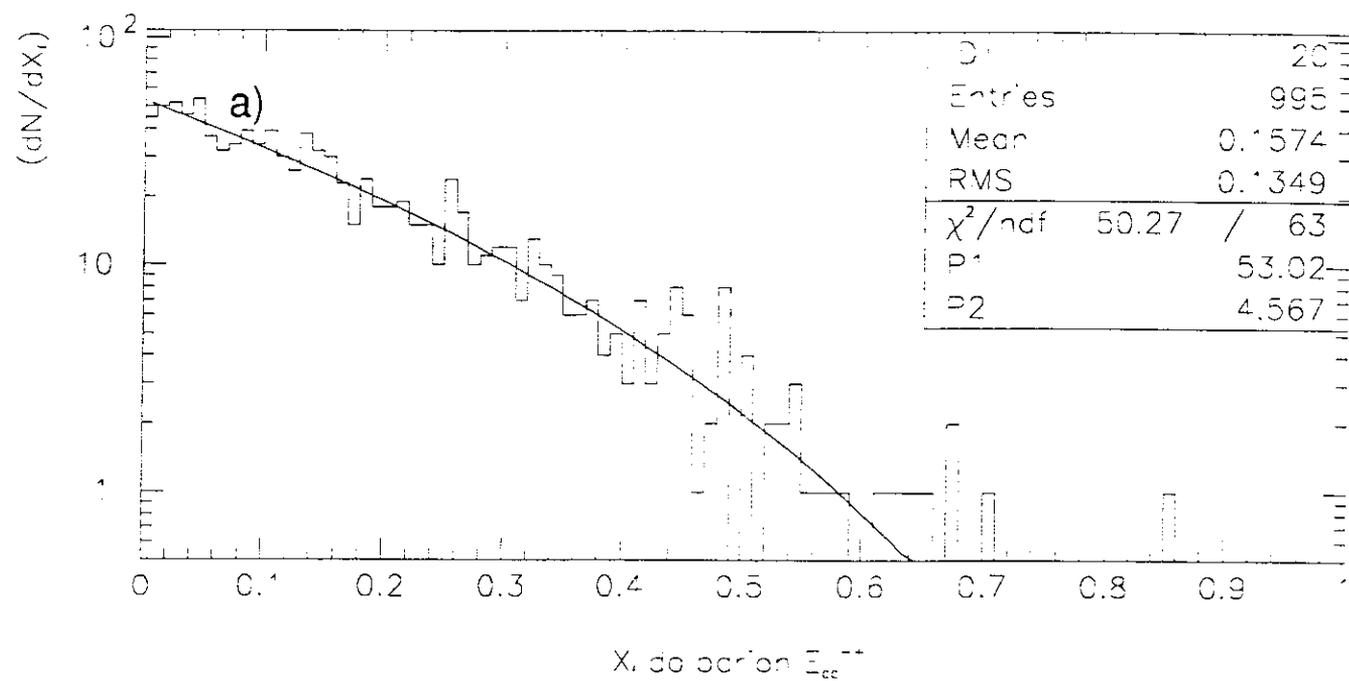


Figura 3.3: Distribuições de X_f e p_t^2 para o bárion duplamente charmoso

Ξ_{cc}^{++} .

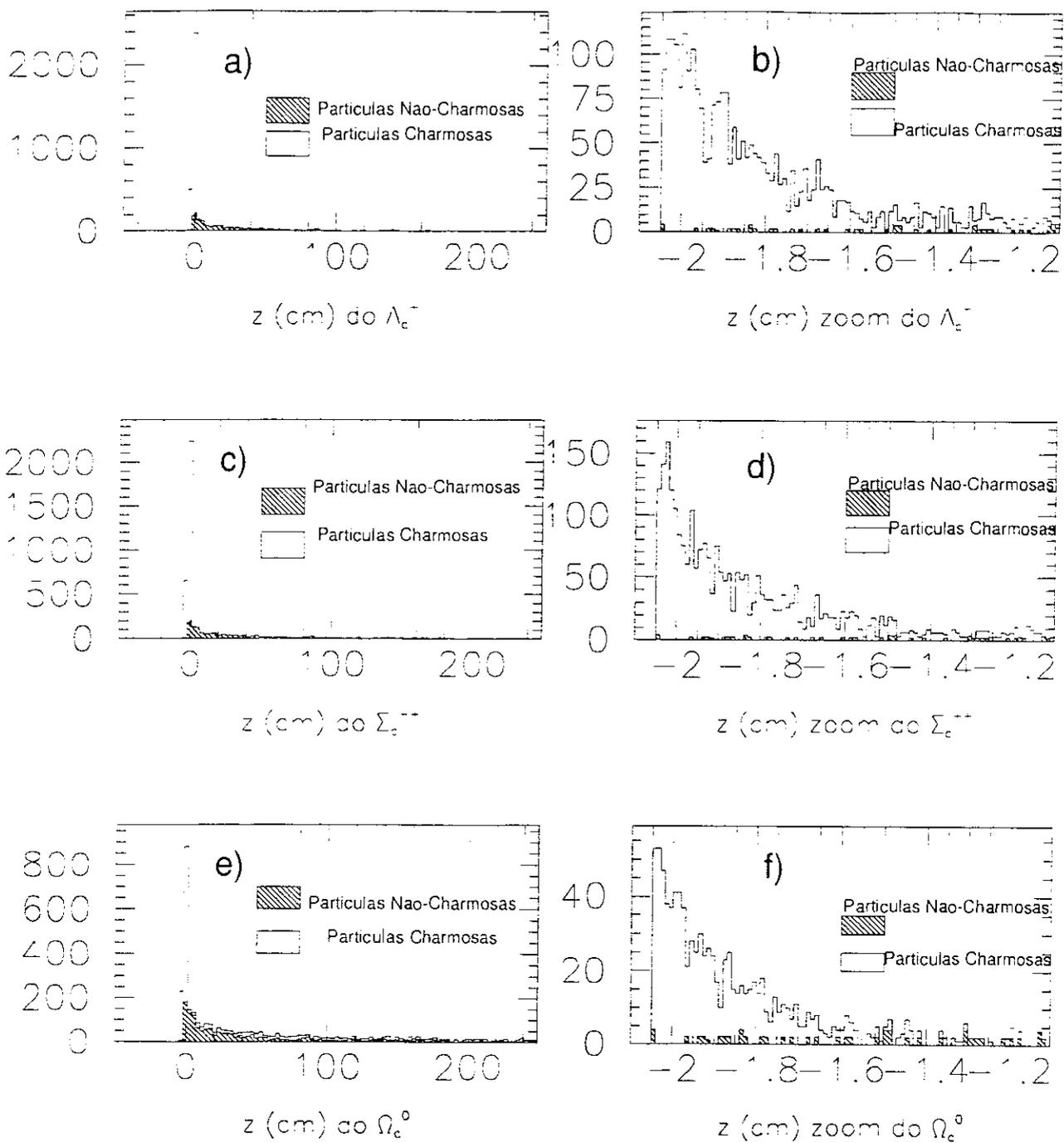


Figura 3.4: Posições no eixo z (cm) dos decaimentos de Λ_c^- , Σ_c^{*--} e Ω_c^0 no *SELEX*.

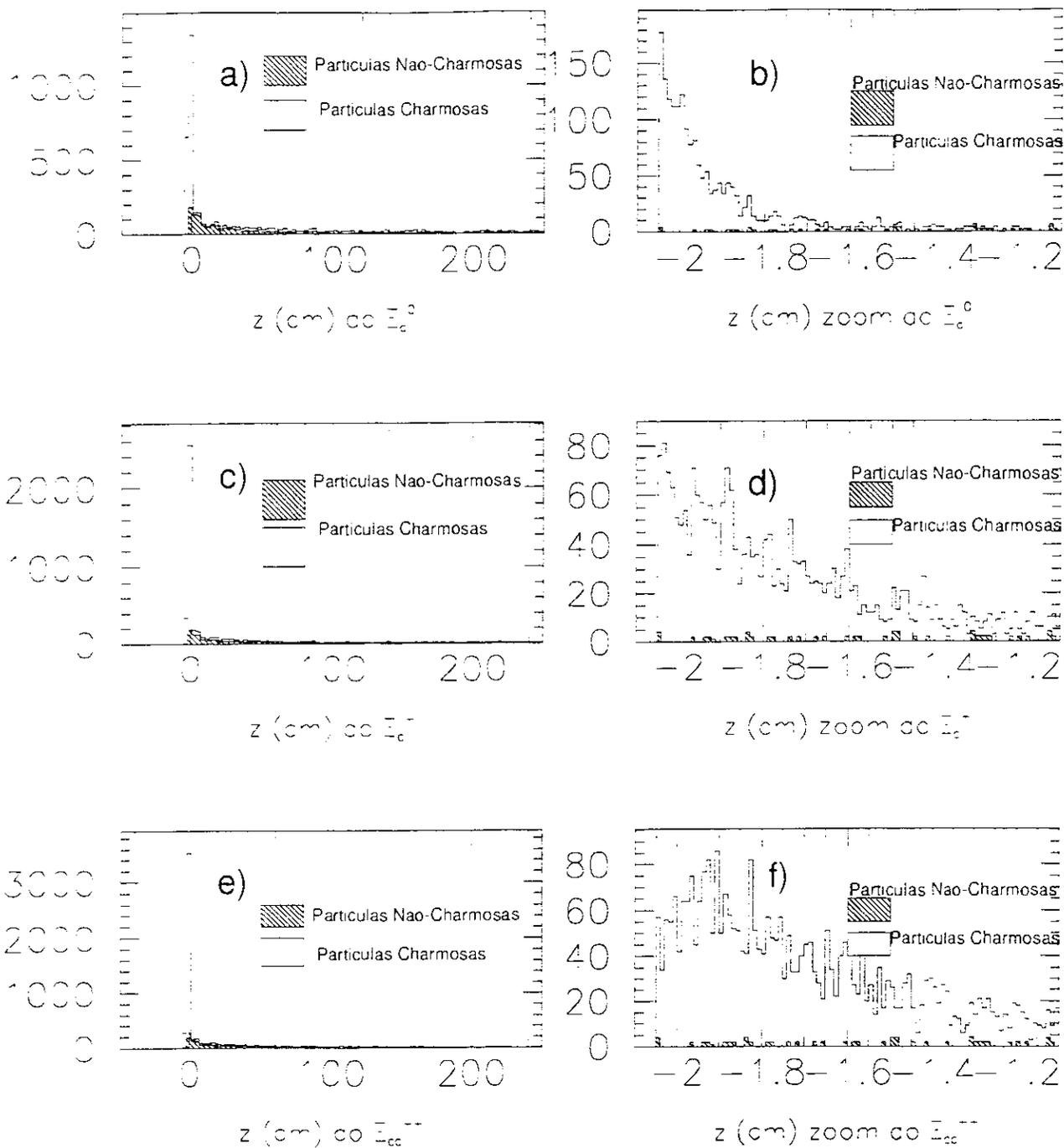


Figura 3.5: Posições no eixo z (cm) dos decaimentos de Ξ_c^0 , Ξ_c^- e Ξ_{cc}^+ no *SELEX*.

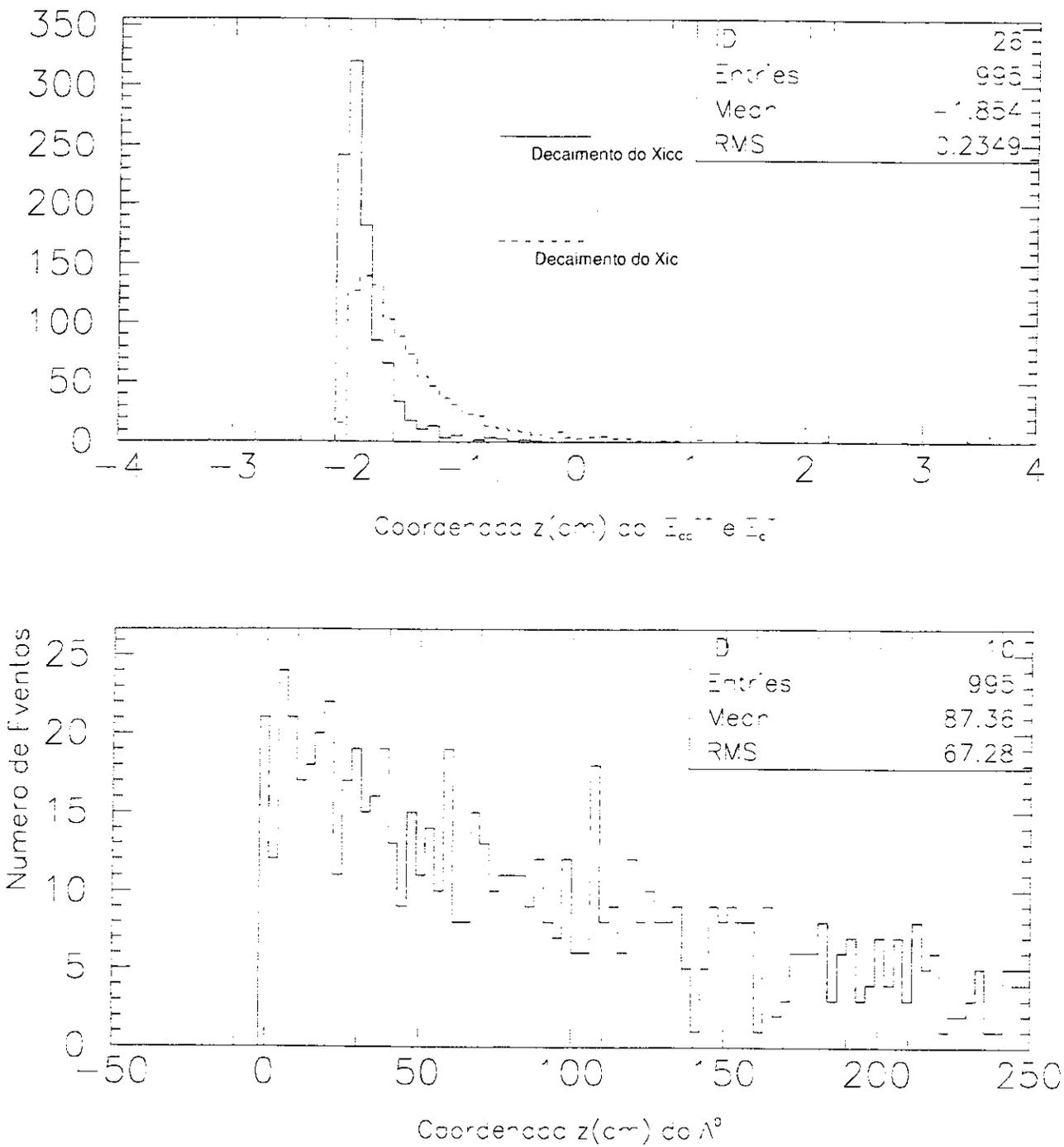


Figura 3.6: Posições no eixo z (cm) dos decaimentos do bárion Ξ_{cc}^{--} no *SELEX*.

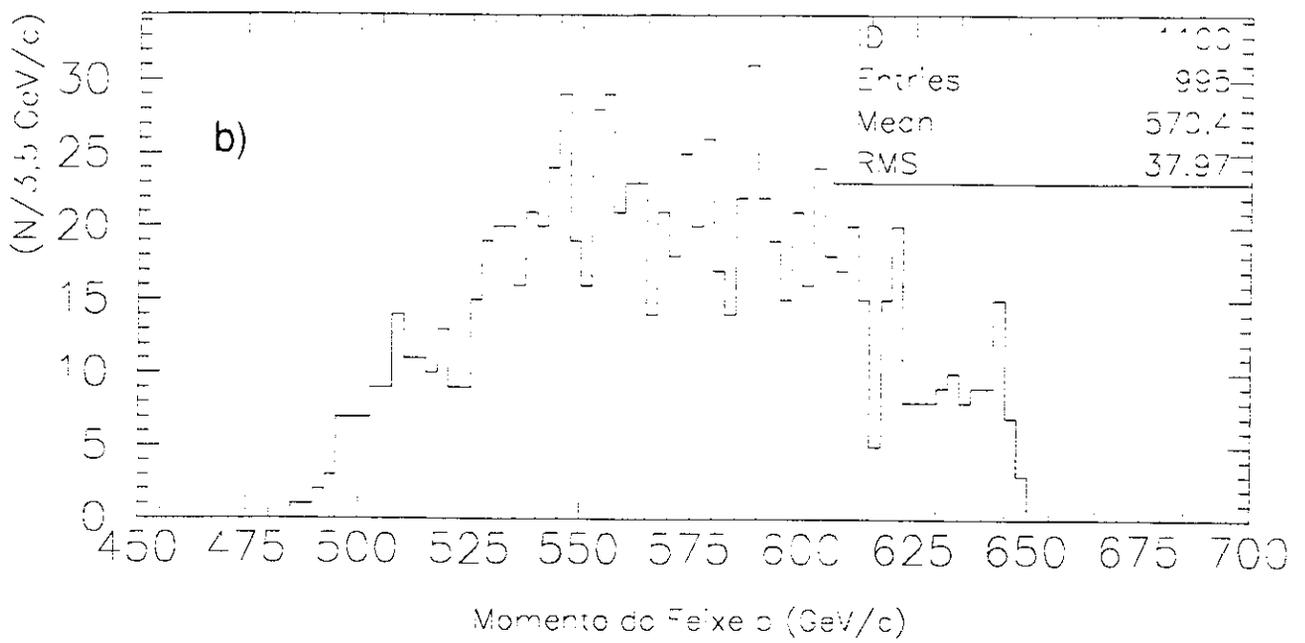
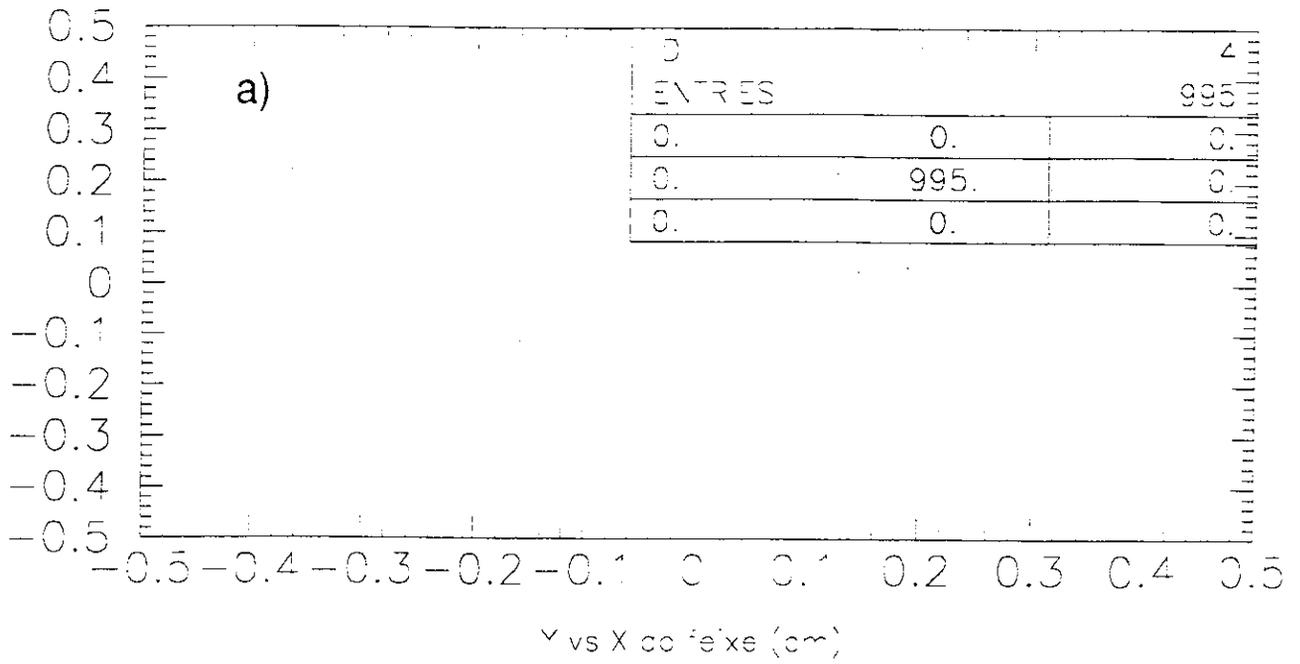


Figura 3.7: Distribuição, em x e y , e momento do feixe de Σ^- .

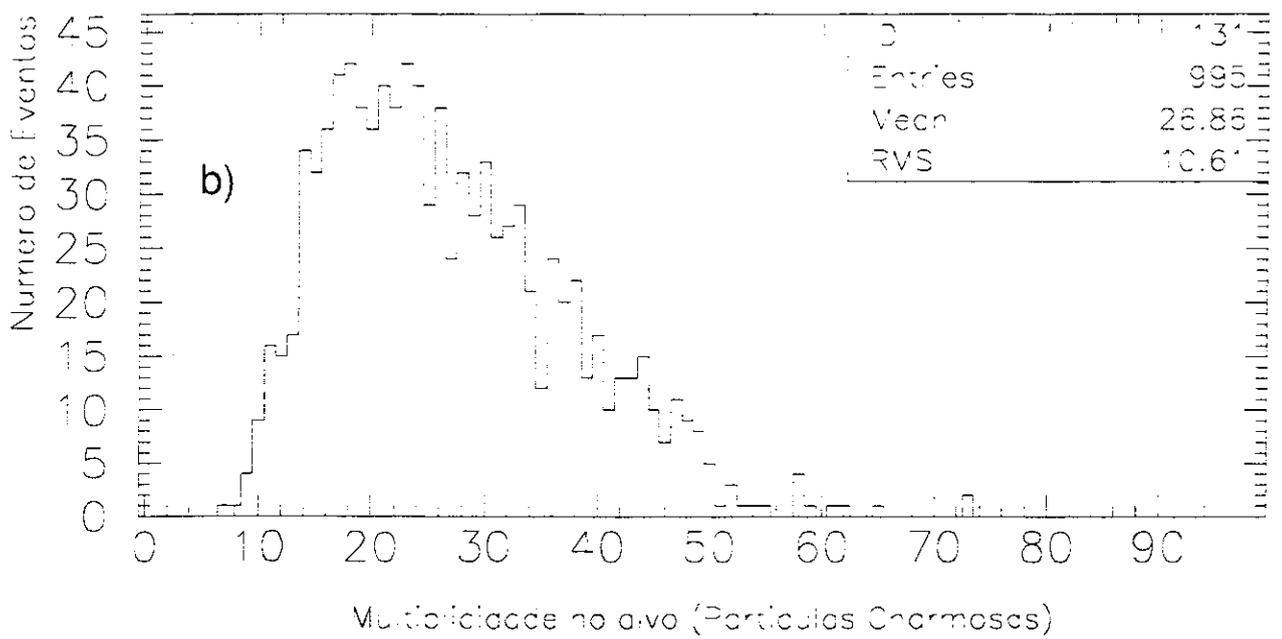
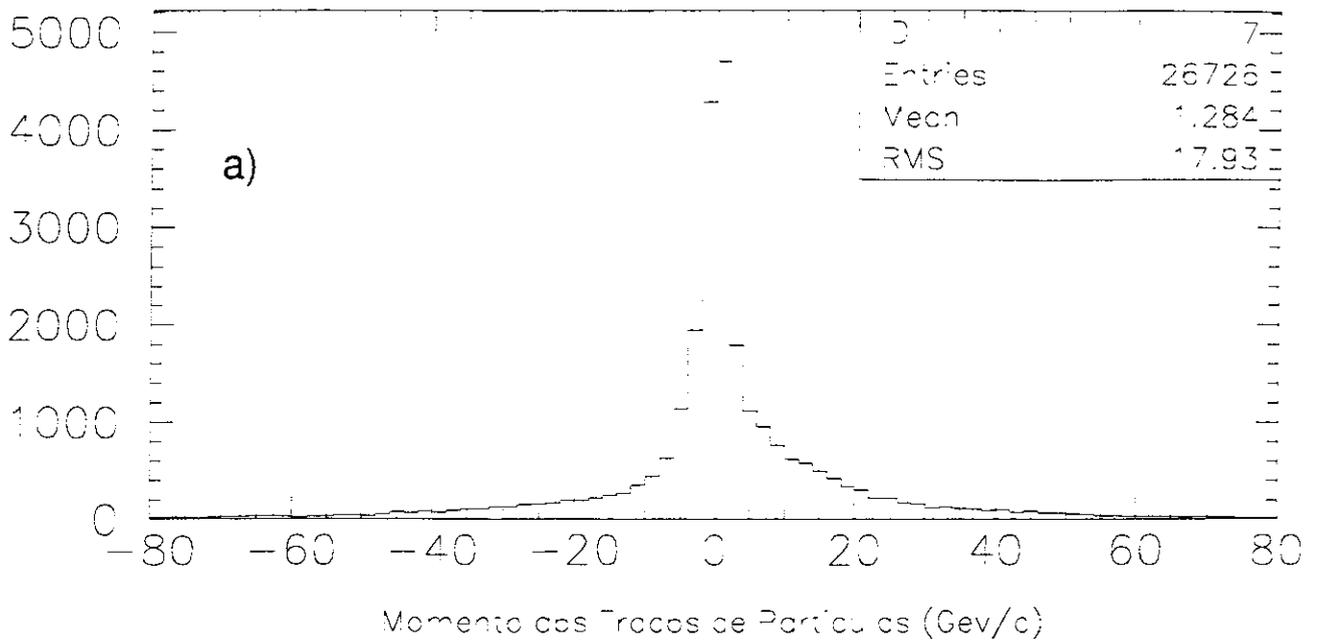


Figura 3.8: Momento dos traços no vértice e multiplicidade no alvo.

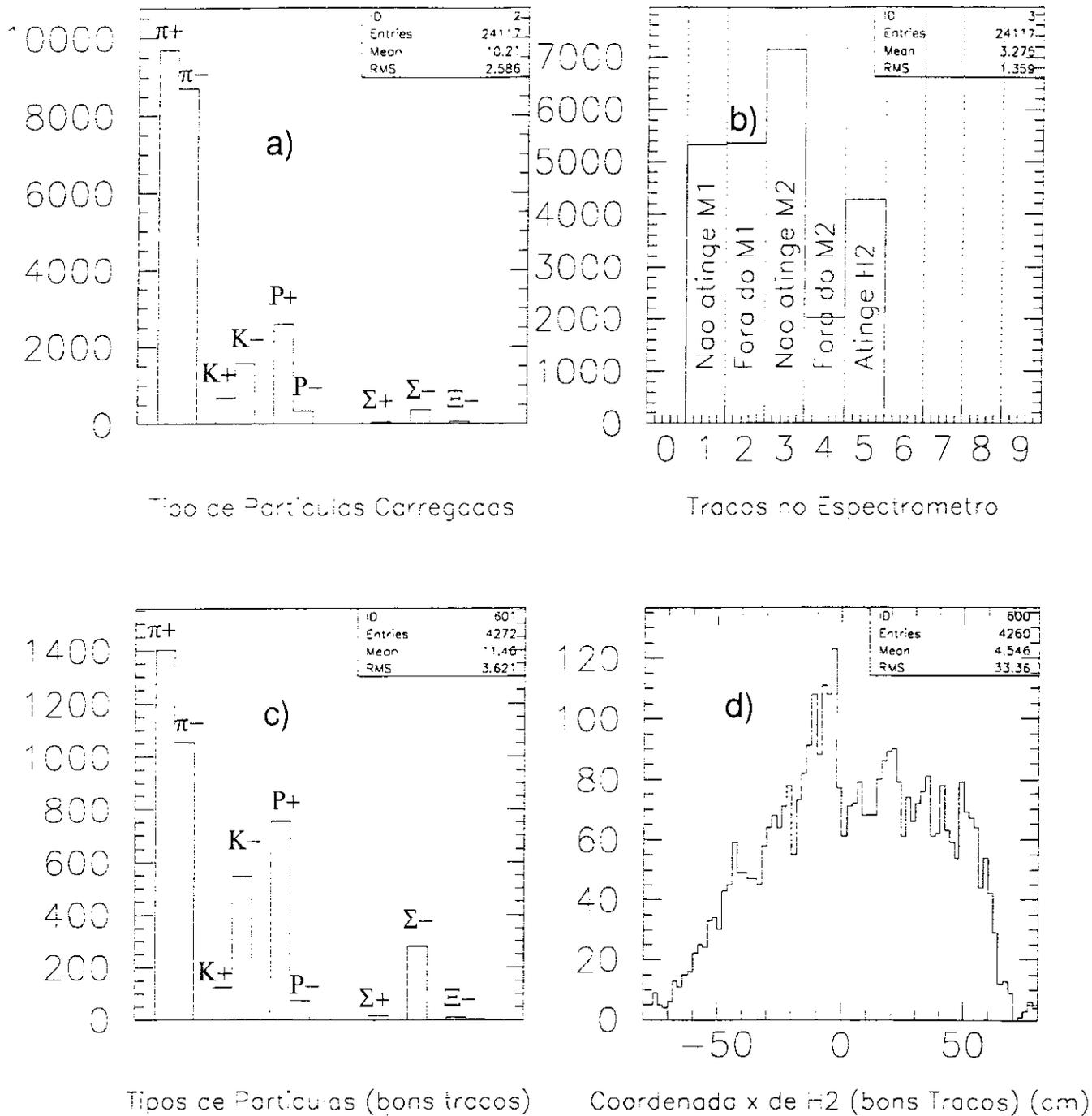


Figura 3.9: Tipos de partículas e “bons traços”.

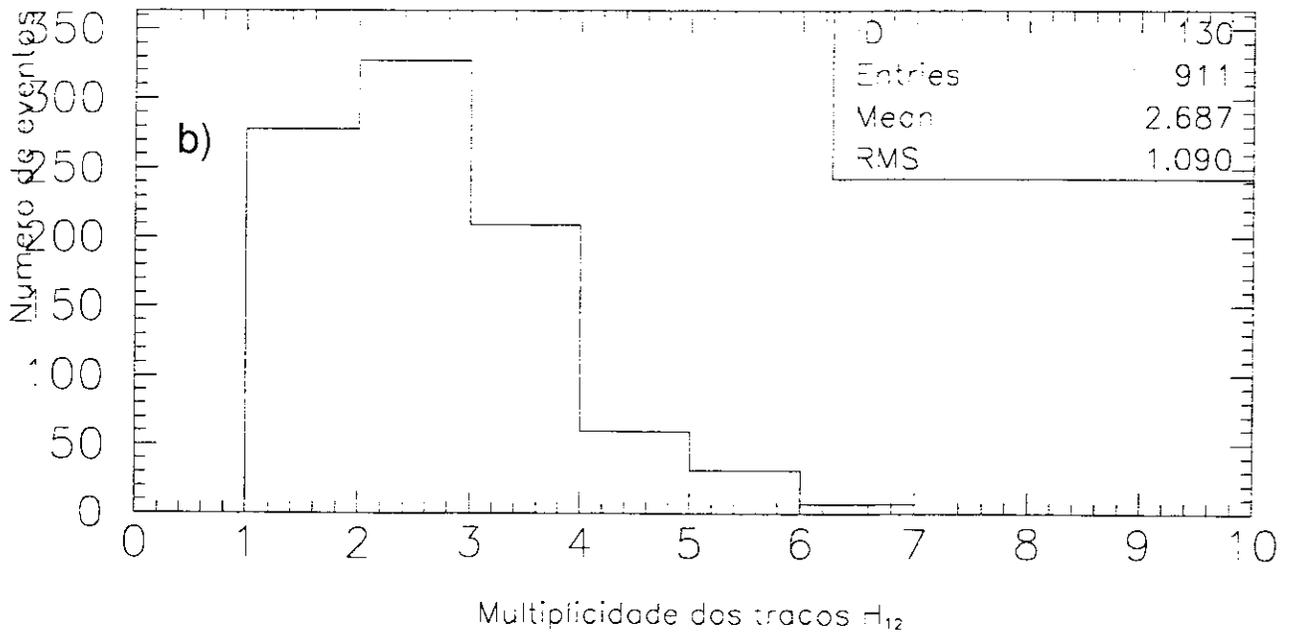
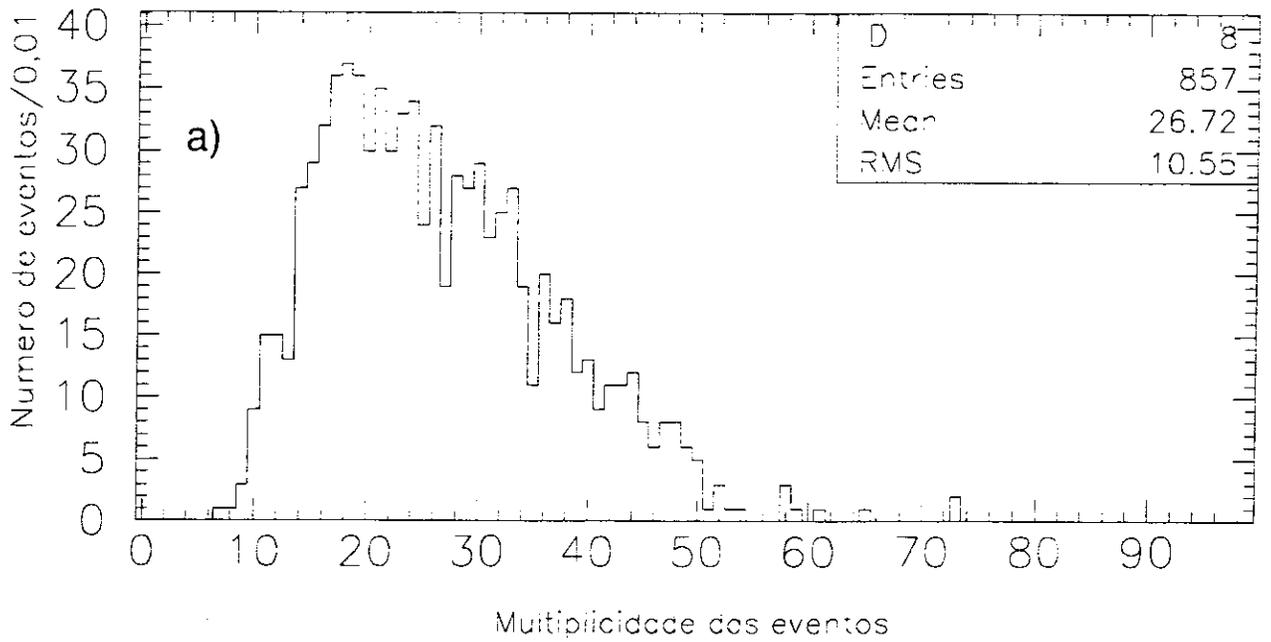


Figura 3.11: Multiplicidade dos eventos e dos traços nos hodoscópios $H1$ e $H2$.

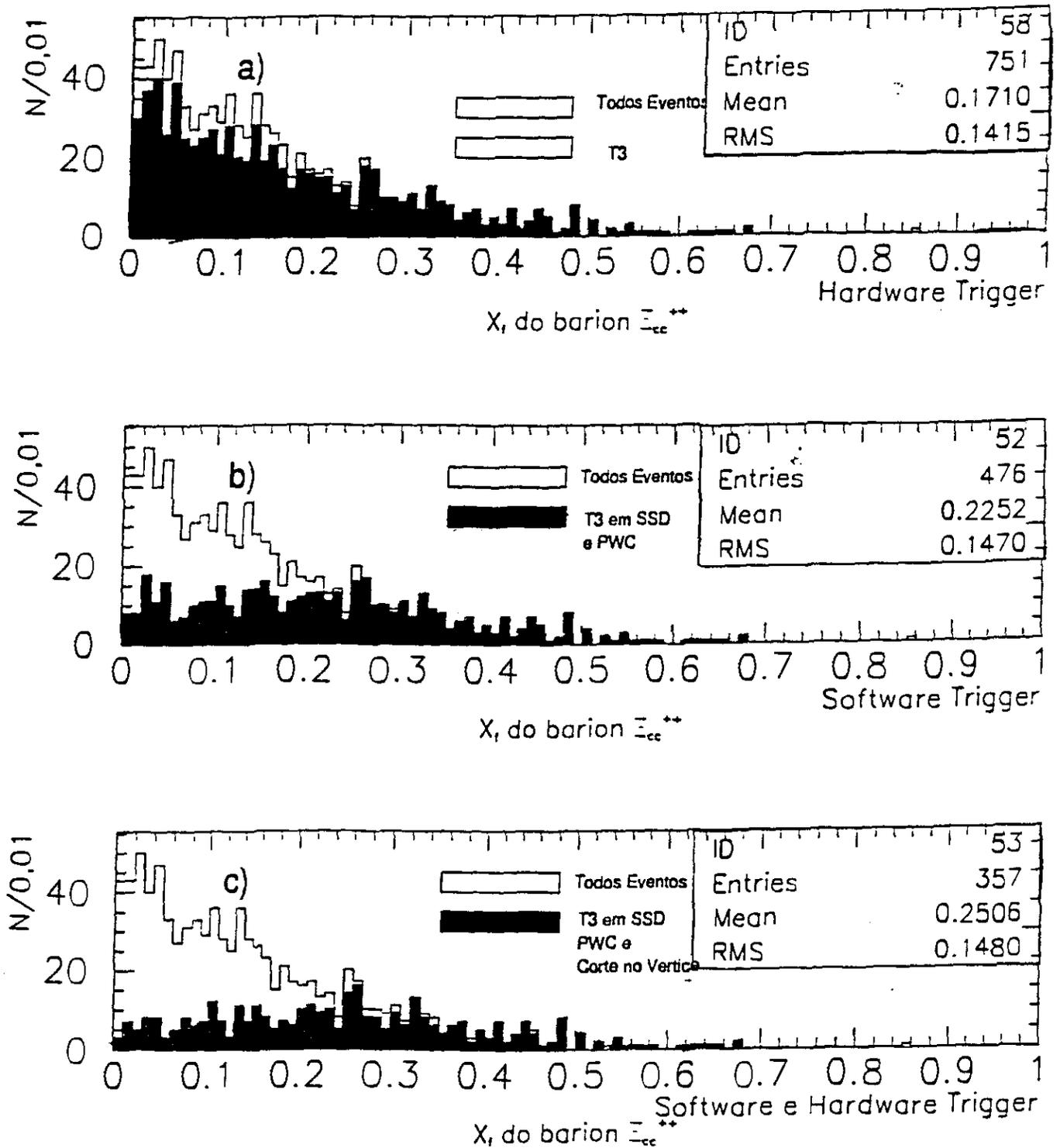


Figura 3.12: Condições dos *hardware* e *software triggers*.

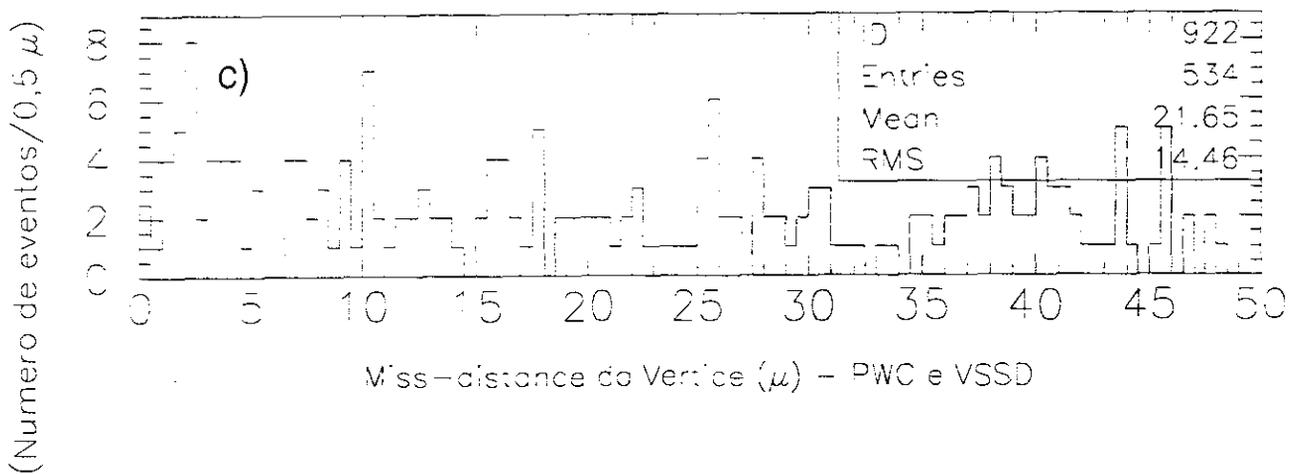
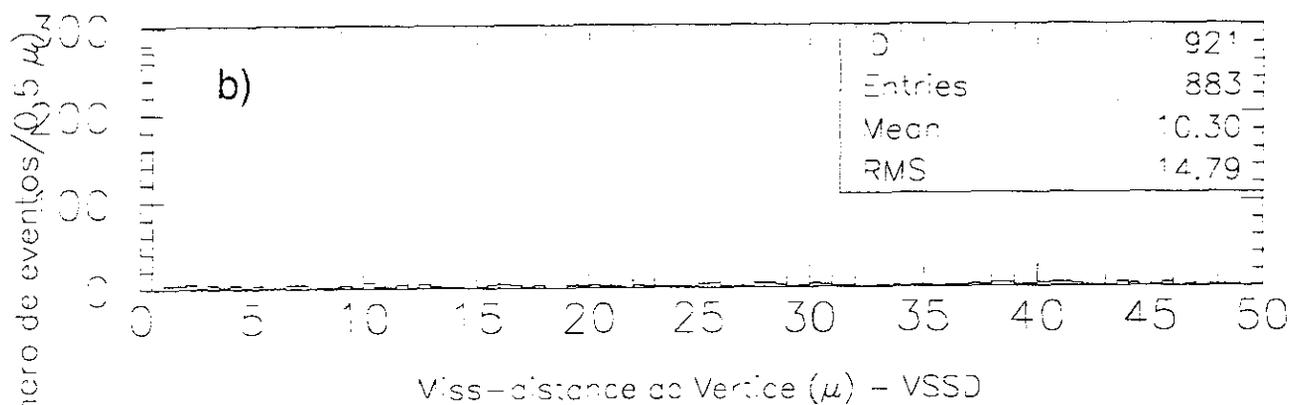
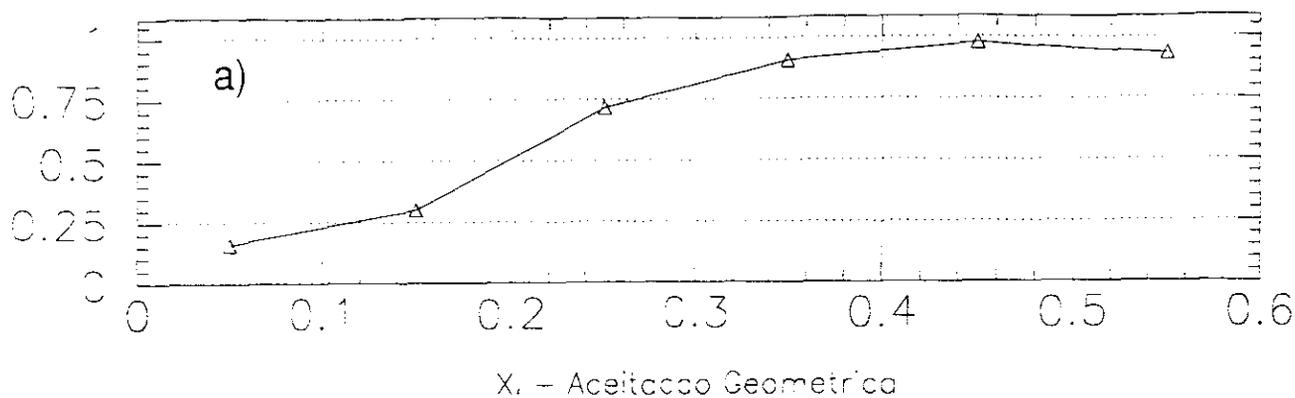


Figura 3.13: Cortes da *miss-distance* no *VSSD*, e *VSSD* e *PWC*.

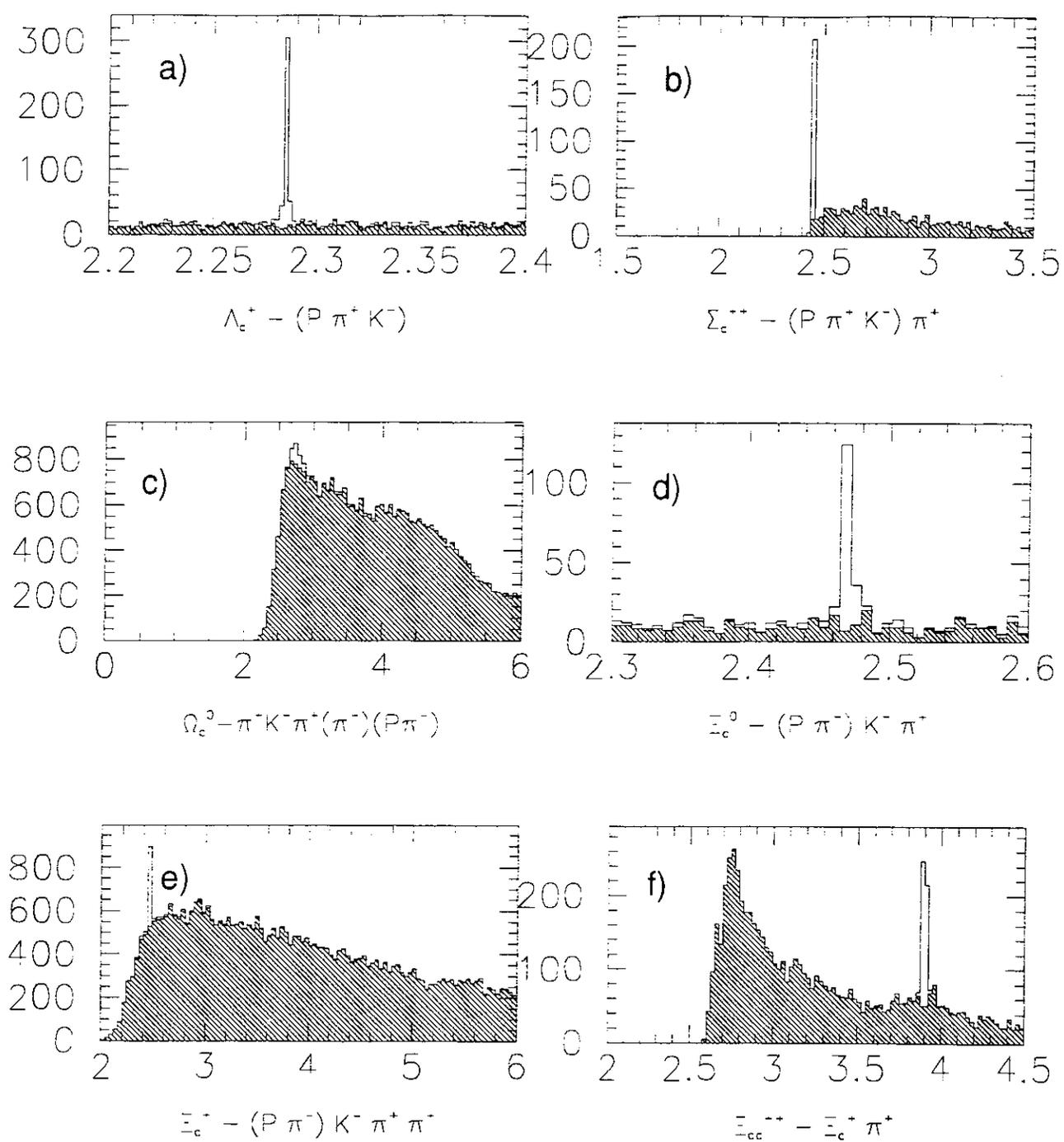


Figura 3.14: Massa efetiva dos bárions charmosos Λ_c^+ , Σ_c^{*++} , Ω_c^0 , Ξ_c^0 , Ξ_c^+ e

Ξ_{cc}^{*++} .

Bibliografia

- [1] Rutherford, E. *The Collected Papers of Lord Rutherford of Nelson*, Vol. I e II Wiley-Interscience, New York, 1962.
- [2] Pais, A., *Inward Bound*, Oxford University Press, New York 1986.
- [3] Schweber, S.S., *QED and The Men Who Made it: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonaga*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey 1994.
- [4] Griffiths, D., *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, New York 1987.
- [5] Perkins, D. H., *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Press, 1987.
- [6] Joyce, J., *Finnegan's Wake*, Viking Press, New York 1939.
- [7] "Review of Particle Physics", *Phys. Rev. D* **54**, 1 (1996).
- [8] Aubert, J. e al.; *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [9] Augustin, J. e al.; *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [10] Herb, S.W., et al. *Phys. Rev. Lett.* **39**, 252 (1977).
- [11] Abe, F., et al., (CDF), preprint Fermilab-PUB-94-097-E (1994).

- [12] Abe, F., et al., (CDF), preprint Fermilab-PUB-95-022-E (1995).
- [13] Abachi, S. et al., (D0), preprint Fermilab-PUB-95-028-E (1995).
- [14] Halzen, F., Martin, A.D., *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons, New York 1984.
- [15] Cabbibo, N., Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1964).
- [16] Körner, J.G., Siebert, H.W., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **41**, 51 (1991).
- [17] Klein, S.R., Int. J. Mod. Phys. A **5**, 1457 (1990).
- [18] Cazzoli, E. G. et al., Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
- [19] Knapp, B., et al., Phys. rev. Lett. **37**, 882 (1976).
- [20] Anjos, J. et al. (Colaboração Fermilab *E691*), Phys. Rev. D **41**, 801 (1990).
- [21] R. Rückl, Phys. Rev. D **30**, 109 (1988).
- [22] Bowcock, T. et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 1240 (1989).
- [23] Bourquim, M. Phys. Lett. B **122**, 455 (1983).
- [24] Adamovich, M.I., et al., Colaboração WA89, Phys. Lett. **358**, 151 (1995).
- [25] Coteus, P. et al.; Phys. Rev. Lett. **59**, 1530 (1987).
- [26] Avery, P., et al. Phys. Lett. B **236**, 495 (1990).
- [27] Albrecht, H., et al. Phys. Lett. B **247**, 121 (1990).
- [28] Paul, S., LISHEP 95, Rio de Janeiro, Brazil, Lafex-CBPF/CNPq (1995).

- [29] Guberina, B. et al.; Z. Physik C **33**, 297 (1986).
- [30] Fleck, S., Richard, J.M.. Progr. Theor. Phys. **82**, 760 (1989).
- [31] Martin, A., Richard, J.M., Phys. Lett. B **355**, 345 (1995).
- [32] Richard, J. M., Phys. Rev. A **49**, 3579 (1994).
- [33] Procario, M., "Charm from hyperons in the future: Fermilab experiment 781", preprint E781 (disponíveis via <http://www.fn781a.fnal.gov>), HNote 724, Fermilab, 1995.
- [34] Bondar, N., et al., "E781 beam transition radiation detector", preprint E781 (disponíveis via <http://www.fn781a.fnal.gov>), HNote 746, Fermilab, 1995.
- [35] Fernow, R., *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1986.
- [36] Luke, P.N. e al.; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **289**, 406 (1990).
- [37] Russ, J. S.; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **279**, 29 (1989).
- [38] Engelfried, J., Cooper, P.S. e Mao, D., "The E781 trigger data acquisition system", preprint E781 (disponíveis via <http://www.fn781a.fnal.gov>), HNote 643, Fermilab 1995.
- [39] Abrams, G.S. et al., Phys. Rev. Lett. **43**, 477 (1979).
- [40] Russ, J.S., "Charm baryon physics—Present and Future", nota interna da E781, Fermilab 1995.

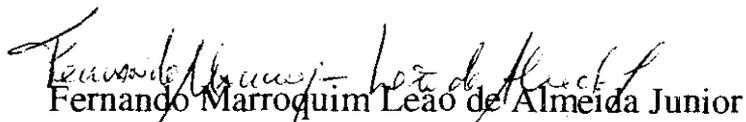
- [41] Balarg, S. et al., Z. Phys. C **48**, 29 (1990).
- [42] Andersson, B. Gustafson, G. e Peterson, C.. Phys.Lett. B **69**, 221 (1977).
- [43] Andersson, B., Gustafson, G. e Peterson, C.; C. Z. Phys. C **1**, 105 (1979).
- [44] Andersson, B. Gustafson, G. e Peterson, C.. Phys.Lett. B **71**, 337 (1977).
- [45] Russ, J.S. in Proc. CHARM2000 Workshop, Fermilab, Junho 1994.
- [46] Mould, R.A., *Basic Relativity*, Springer-Verlag, New York 1994.
- [47] Mathew, P., Russ, J., “E781 reconstruction for $\Lambda_c \rightarrow pk^- \pi^+$ at $X_f = 0.20$ ”, preprint E781 (disponíveis via <http://www.fn781a.fnal.gov>), HNote 678, Fermilab 1994.
- [48] Bjorken, J.D.. In Proc. Les Recontres de Physique de la Valle de Aosta, La Thuile, Italy, Gif-Sur-Yvette. Ed. Frontières 583 (1990).
- [49] Cooper, P., Grunhaus, J., Russ, J., “Search for Doubly Charmed Baryons Using 600 GeV/c Hyperon and Pion Beams”, preprint E781 (disponíveis via <http://www.fn781a.fnal.gov>), HNote 718, Fermilab 1995.

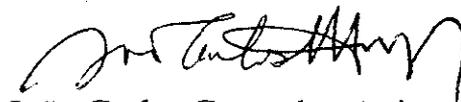
**“ESTUDO DA DETECÇÃO DE BÁRIONS CHARMOSOS
NA EXPERIÊNCIA E781”**

Ana Lucia Ferreira de Barros

Tese de Mestrado apresentada no Cen-
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Con-
selho Nacional de Desenvolvimento Ci-
entífico e Tecnológico, fazendo parte da
Banca Examinadora os seguintes profes-
sores:


Anna Maria Freire Endler - Presidente


Fernando Marroquim Leão de Almeida Junior


João Carlos Costa dos Anjos


Maria Elena Pol - Suplente

Rio de Janeiro, 23 de maio de 1997