UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**"Novo Limite Superior para a Razão de Ramificação
do Decaimento Radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$."**

Ivone Freire da Mota e Albuquerque

*Carlos O. Escobar
Ivone Freire da Mota e Albuquerque*

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

Orientador: Prof. Dr. Carlos O. Escobar

Membros da Banca:

SÃO PAULO
1993

Carlos Ourivio Escobar (IFUSP)
Maria Carolina Nemes (UFMG)
Miguel Luksys (UFPB)
João Carlos dos Anjos (CBPF - RJ)
Edilson Crema (IFUSP)

SBI-IFUSP

305M810T2094

Convidado: Peter Cooper (FERMILAB)

539.72
A345n
D
e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Albuquerque, Ivone Freire da Mota e

Novo limite superior para a razão de ramificação do
decaimento radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. São Paulo, 1993.

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

Área de Concentração: Física de Partículas Elementares

Orientador: Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar

Unitermos: 1. Híperon: 2. Razão de ramificação: 3.
Decaimento radiativo.

USP/IF/SBI - 96/93

Ao meu pai, Ivan Mota,
ao meu avô, Luiz Freire,
inspiradores nas especulações científicas.

A minha mãe Eunice,
inspiradora nas especulações não científicas.

Agradecimentos

Ao Carlos Escobar, cujo conhecimento e fascínio pela física e pelo jazz são incentivos para o desvendar da natureza. Pelo apoio presente em todas etapas desse trabalho e a amizade desenvolvida nesse período.

Ao Peter Cooper, que com seu conhecimento e agilidade experimental teve papel essencial na realização desta tese. Pelo seu incentivo e respeito ao trabalho de cada estudante.

Ao Joe Lach, pela contribuição e apoio a este trabalho.

Ao Philippe Gouffon, pela leitura atenta e comentários valiosos desta tese, além da ajuda no “trato” com os “softwares”. Também, é claro, pelos cafezinhos.

Ao Antonio Morelos, Dong Chen, Moe Foucher, Roberto Mahon, Steve Timm e Tim Dubbs, colegas em todas as etapas deste trabalho. A ajuda do Antonio foi particularmente importante no decifrar dos códigos da experiência. Não poderia deixar de lembrar dos bons jogos de volei com Dong, Moe e Tim.

A todos os colegas da colaboração, em particular ao Sasha Denisov e Vadim Gratchev pela boa companhia durante os plantões na tomada de dados. Também ao Miguel Luksys pela troca lúcida de idéias.

À Angela Olinto, Carla Barros, Lu Rangel, Marina Cobal, cuja a amizade iniciada em Chicago tem importância sem fronteiras. À Helena Albuquerque,

Soninha Sálem, Renata Almeida e Blaidi Sant'Anna cujas cartas e amizade além hemisfério ajudaram a elaborar a saudade.

À Amélia Império pela inspiração, mesmo à distância, e o lembrar de que tudo revela algo novo.

Ao Hugo Reis, amigo sempre presente, pela constante ajuda a distância.

Ao Rodrigo Parreira, pelas discussões que enriqueceram a introdução desta tese e possibilitaram uma nova etapa em nossa amizade.

Ao jazz, em particular do Blackstone, que ajudou a esquentar o frio da bela Chicago.

Agradeço a Fapesp, à Capes e ao Fermilab pelo apoio financeiro sem o qual a realização desta tese seria impossível.

Acknowledgements

To Carlos Escobar, whose knowledge and excitement about physics and jazz stimulates one to elucidate nature's mysteries. For his help, support, and the friendship developed during the period of this work.

To Peter Cooper who, with his knowledge and experimental skills, played an important role in the realization of this thesis. For his encouragement and respect for the work of each student.

To Joe Lach for his contribution and support to this work.

To Philippe Gouffon for the careful reading of this thesis and valuable comments and also for the help with software. Not forgetting the coffee.

To Antonio Morelos, Dong Chen, Moe Foucher, Roberto Mahon, Steve Timm and Tim Dubbs, fellow students. Antonio's help to decipher the software code was especially important. I could not leave out the good volleyball matches together with Dong, Moe and Tim.

To all experimental colleagues, in especial to Sasha Denisov and Vadim Gratchev for the good comradeship during shifts. Also to Miguel Luksys for the lucid exchange of ideas.

To Angela Olinto, Carla Barros, Lu Rangel and Marina Cobal whose friendship, began in Chicago, has an importance beyond borders. To Helena Albuquerque, Soninha Salém, Renata Almeida and Blaidi Sant'Anna whose letters and friendship helped me to endure the distance.

To Amélia Império for the insight, even from a distance, and always reminding the statement that everything carries within something new.

To Hugo Reis, an always present friend, for all his help from a distance.

To Rodrigo Parreira for the discussions that enriched the introduction of this thesis and started a new stage in our friendship.

To the jazz, in particular in the Blackstone, that helped to warm up the cold weather of beautiful Chicago.

To Fapesp, Capes and Fermilab for the financial support without which the realization of this thesis would be impossible.

Abstract

In this thesis we have searched for the rare hyperon radiative decay $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. It is one of the results of E761 experiment which was realized at Fermilab Proton Center using a 377 GeV/c charged hyperon beam. We measure the Ω^- beam fraction, which is $(3.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ at the start of the decay region. No signal for the radiative decay was found and we determine a new upper limit of 7.5×10^{-4} at 90% CL for the $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ branching ratio.

Resumo

Nessa tese procuramos o decaimento radiativo raro $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. É um dos resultados da experiência E761 realizada no “Proton Center” do Fermilab, usando o feixe de híperons carregados com momento de 377 GeV/c. Medimos a fração deste feixe que é constituída de Ω^- , sendo esta $(3.9 \pm 0.3) \times 10^{-5}$. Não encontramos sinal do decaimento radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e determinamos um novo limite superior de 7.5×10^{-4} (90% CL).

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

A Física de Partículas Elementares tem como objetivo a compreensão do mundo microscópico, da dinâmica que rege as menores partículas existentes. O desenvolvimento teórico e experimental desse ramo da física tem em sua origem a busca do menor constituinte bem como das simetrias fundamentais do Universo. O menor constituinte seria o elemento básico da matéria, do qual todos os outros seriam compostos, enquanto a simetria do Universo estaria relacionada à harmonia entre os polos opostos existentes na natureza.

Esta tese insere-se neste ramo da física e pesquisa um dos tópicos ainda não completamente compreendidos, o decaimento radiativo de híperons. Determinamos o limite superior da razão de ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. É resultante de pesquisa realizada pelo grupo de altas energias do Instituto de Física da Universidade de São Paulo que integra a colaboração E761 do Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) localizado nos Estados Unidos da América. Esta colaboração é internacional contando com institutos de 5 países: Brasil, China, Estados Unidos, Inglaterra e Rússia.

Antes de introduzir o campo específico de nossa pesquisa, discutirei alguns dos princípios básicos que regem a física de partículas elementares. São considerações iniciais que não pretendem aprofundar ou esgotar o assunto, nem são necessárias para o desenvolvimento do tema específico da tese, mas,

sim, para inseri-la num contexto mais geral e motivador na busca da compreensão da natureza.

A busca da composição fundamental da matéria bem como da simetria do Universo é muito antiga. Já na antiga civilização chinesa, acreditava-se que o mundo tinha o ouro, o fogo, a terra, a madeira e a água como constituintes básicos [1] e a simetria era representada através do símbolo do Tao; para a alquímia, o Universo seria composto de elementos complementares tais como a terra e o ar, o fogo e a água, o enxofre e o mercúrio que obteriam perfeita síntese através do ouro, sendo representantes cada um de um elemento feminino ou masculino.

Na Grécia antiga surgiu a idéia do átomo como partícula elementar. Para os atomistas gregos a divisão das substâncias teria limite não podendo ocorrer indefinidamente já que “em seu entender, existem corpos compactos (*ναστά*) que constituem os menores elementos possíveis, elementos indivisíveis e que se denominam por conseguinte de átomos (*ατομοι*).” [2]. A idéia de simetria para eles estava representada pela esfera que era considerada a figura geométrica perfeita.

A física de partículas elementares tem essas idéias fundamentais como princípios e vincula-os ao questionamento sobre a origem do Universo já que, em sua relação com a cosmologia, procura desenvolver o mistério do instante primordial e compreender tanto a origem como a evolução do Universo.

No entanto, a história desse ramo da física revela que a idéia de partícula elementar bem como a de simetria do Universo tem sido mais um motor para o desenvolvimento teórico e experimental do que um fato científico em si. O conceito de “elementar” tem se transformado durante a história dessa ciência, já que as partículas inicialmente pensadas como fundamentais acabam sendo compostas por novas partículas. Quanto as simetrias, estas tem sido invariavelmente quebradas e com isso forçado tanto teóricos como experimentais a novas teorias e descobertas que consigam englobar as simetrias quebradas dentro de novas simetrias, as quais também serão, eventualmente, quebradas.

C.H.Woo [3] mostra-se cético quanto aos objetivos da física de partículas:

Although the results from researches in physics over the past half century can be read as a steady progress towards uncovering the fundamental symmetries of nature and finding the basic constituents of matter, they can also be read as a series of setbacks that may indicate that these two goals are too subjective, and hence unattainable.

O autor questiona nesse artigo a validade de tais princípios e os coloca mais como crença dos físicos do que como uma verdade da natureza, devido ao fato de, até hoje, não terem sido provados. Talvez, no entanto, o âmago da questão seja o fato de possibilitarem o avanço do conhecimento da natureza e não, necessariamente, sua prova.

Intrínseca a esta idéia está a discussão polêmica na ciência onde, por um lado, a crença de que o conhecimento da natureza é inesgotável é defendida e por outro a de que podemos esgotá-lo se chegarmos à unificação das quatro forças do universo. Segundo Freeman Dyson [4],

Today we still find scientists divided into two camps: the unifiers who, like Einstein, believe that nature can be reduced to finite set of equations; the diversifiers who, like Wiechert, believe that nature is inexhaustible.

Dyson aponta de forma sábia, ainda na mesma obra, que o crescimento saudável da ciência necessita de equilíbrio entre os unificadores e os diversificadores. Mas não posso deixar de mostrar minha concordância com sua afirmação:

If it should turn out that the whole of physical reality can be described by a finite set of equations, I would be disappointed. I would feel that the Creator had been uncharacteristically lacking in imagination.

Dessa forma considero que a pergunta a ser feita é se a busca da partícula elementar e da simetria do Universo direcionam a pesquisa científica de forma criativa em sua busca da compreensão do Universo. O que me leva a formular esta questão não é nenhuma intenção em respondê-la, mas sim de estar atenta aos rumos de nossa pesquisa mesmo trabalhando em campo bastante específico.

Nesse sentido, dois pontos são de relevância no meu entender. O primeiro diz respeito a idéia de que a Natureza apresenta-se de forma simétrica: desde o início do Universo, as simetrias vão sendo quebradas e sucedidas por novas simetrias; este processo encontra-se não só no que entendemos por evolução do Universo, onde as simetrias destruídas vão permitindo uma maior diversidade da natureza, como no desenvolvimento da própria física, não só de partículas mas também na relatividade e noutras áreas de fronteira. Talvez John Wheeler esteja certo no trecho em que é citado por Dyson [4]:

It is preposterous to think of the laws of physics as installed by a swiss watchmaker to endure from everlasting to everlasting when we know that the universe began with a big bang. The laws must have come into being. Therefore they could not have been always a hundred percent accurate. That means that they are derivative, not primary.... Of all strange features of the universe, none are stranger than these: time is transcended, laws are mutable and observer-participancy matters.

O segundo ponto que considero de relevância relaciona-se a idéia de que talvez mais do que a própria existência de uma partícula elementar, o que se mostre fundamental seja a dinâmica entre as partículas. Isto pode ser expresso melhor através de trecho do discurso do físico alemão Emil Wiechert também citado por Dyson [4] :

...The universe is infinite in all directions, not only above us in the large but also below us in the small. If we start from our human scale of evidence and explore the content of the universe further and further, we finally arrive, both in the large and in the

small, at misty distances where first our senses and then even our concepts fail us.

1.1 E761 – Um Enigma Eletrofraco: Decaimentos Radiativos de Híperons

Os decaimentos radiativos de híperons são fenômenos ainda não completamente compreendidos. Esses decaimentos apresentam mudança de estranheza ($\Delta s = 1$) e, assim, são importantes para a compreensão da interrelação entre as forças eletrofracas e fortes. Vários modelos teóricos tentam explicá-los mas, no máximo, conseguem uma concordância parcial com os resultados experimentais.

Este fato, aliado ao de que os resultados experimentais prévios aos da E761 apresentam baixa estatística e erros sistemáticos grandes, motivou a realização de nossa experiência. O pequeno número anterior de eventos reflete a dificuldade experimental deste tipo de física, decorrente tanto do fato desses decaimentos serem raros, como do fato de que os decaimentos de fundo são muito mais abundantes, tornando difícil isolar o decaimento radiativo. Com isso em mente, nossa experiência propôs a utilização do feixe de prótons produzido no Tevatron do Fermilab para gerar um alto fluxo de híperons polarizados.

Mostramos na figura 1.1 os 7 decaimentos radiativos com $\Delta s = 1$. Os objetivos principais da E761 eram a medida do parâmetro de assimetria (α) do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ e da razão de ramificação (RR) deste decaimento bem como do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$. A RR é a probabilidade do híperon decair num modo arbitrário comparado com a de decair em qualquer modo. Já α mede a correlação entre a direção do momento da partícula carregada resultante do decaimento do híperon (o bárion) e a direção da polarização do híperon. Sendo assim, o feixe de híperons polarizados é necessário para que possamos medir α através da distribuição angular do bárion.

Na tabela 1.1 mostramos os valores experimentais [10] prévios aos da

Figura 1.1: Decaimentos radiativos de híperons no octeto de spin 1/2 e decupletto de spin 3/2.

E761.

Nosso objetivo de obter novos resultados baseados em um número estatisticamente alto foi alcançado. Determinamos o parâmetro de assimetria do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ ($\alpha = -0.720 \pm 0.086 \pm 0.045$) [5], onde os erros são estatístico e sistemático, respectivamente, baseados em aproximadamente 35 mil eventos e um novo valor para sua razão de ramificação está para ser publicado. Já para o decaimento $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$, determinamos um novo valor para a razão de ramificação ($RR_{\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma} = (1.17 \pm 0.22 \pm 0.06)10^{-4}$) onde o primeiro erro é estatístico e o segundo sistemático [6] e apesar de não conseguirmos um grande número de eventos (211), aumentamos consideravelmente o número anterior.

decaimento	Razão de Ramificação	total de eventos	α	total de eventos
$\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$	$1.25 \pm 0.07 \times 10^{-3}$	899	-0.83 ± 0.12	297
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$	$2.3 \pm 1.0 \times 10^{-4}$	9		
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$	$1.06 \pm 0.16 \times 10^{-3}$	116	$+0.43 \pm 0.44$	87
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	$3.56 \pm 0.43 \times 10^{-3}$	85	$+0.20 \pm 0.32$	85
$\Lambda^0 \rightarrow n \gamma$	$1.02 \pm 0.33 \times 10^{-3}$	24		
$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	$< 2.2 \times 10^{-3}$			
$\Omega^- \rightarrow \Xi(1530)^- \gamma$				

Tabela 1.1: Resultados experimentais prévios a E761 [10].

Além dos objetivos principais da experiência, vários outros foram atingidos ou estão em fase de análise. Entre eles temos a medida da polarização de Σ^+ e $\bar{\Sigma}^-$ [7]; do momento magnético de Σ^+ e $\bar{\Sigma}^-$ [8]; a primeira observação da precessão do momento magnético de partículas canalizadas em cristais curvos [38]; a razão de ramificação de $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \gamma$ [9]; a polarização de Ξ^- e do Σ^- ; a medida de fluxo de híperons e o tema desta tese, a determinação do limite superior para a razão de ramificação de $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

1.2 O Decaimento Radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

O decaimento radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é o único que apresenta transição do decuplete de spin 3/2 para o octeto de spin 1/2 (fig. 1.1). Isto, aliado ao fato de Ω^- apresentar spin 3/2, traz complicações adicionais para a compreensão teórica deste decaimento quando comparada à de outros híperons.

Também experimentalmente surgem complicações adicionais. Em primeiro lugar, sua razão de ramificação é menor do que 10^{-3} o que, considerando que o fluxo de Ω^- é ínfimo quando comparado as outras partículas existentes no feixe, torna a tarefa de identificá-lo difícil. Em segundo lugar, como

detalharemos no decorrer desta tese, o principal decaimento de fundo é o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. A distinção entre ele e o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é difícil já que ambos apresentam cinemática muito semelhante e o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ tem razão de ramificação de 8.6×10^{-2} ([10]), sendo, portanto, ao menos 100 vezes mais abundante que o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. O grande desafio deste trabalho é, portanto, a distinção entre esses dois decaimentos.

1.2.1 Considerações Teóricas

Inúmeros são os modelos que tentam descrever o decaimento radiativo de híperons. Entre eles estão os diagramas de polo; quarks únicos; diagramas pinguim; regras de soma de QCD. No entanto, nenhum deles conseguiu até hoje uma descrição que englobe o conjunto desses decaimentos e que seja coerente com os resultados experimentais. Descreveremos aqui, sucintamente, alguns dos trabalhos que apontam caminhos na compreensão desses decaimentos.

Em 1978 Gilman e Wise [11] descartam os modelos com transição de um quark como contribuição principal aos decaimentos radiativos fracos. Através do diagrama da figura 1.2, eles provam que não importa o que ocorra na transição do quark s para o quark d que tal diagrama não será a contribuição principal a esses decaimentos. A tabela 1.2 mostra os valores calculados por Gilman e Wise, para modelos com quarks únicos e sua comparação com os resultados experimentais.

Graças a esse trabalho e independentemente ao de Kogan e Shifman [13] fica descartada a contribuição de curta distância para o processo $s \rightarrow d\gamma$ (fig. 1.3) como contribuição mais importante para os decaimentos radiativos de híperons.

Dois outros modelos tentam explicar os decaimentos radiativos fracos, o de troca de W (fig. 1.4) e os diagramas pinguim (fig. 1.5). Enquanto o modelo de troca de W consegue explicar bem tanto o α quanto a RR do decaimento $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ [12], os diagramas pinguim calculados até hoje não concordam com nenhum resultado experimental (considerando o α e a RR

Figura 1.2: Diagrama para representação geral do modelo de quark único.

Decaimento	Razão de Ramificação Calculada	Razão de Ramificação Medida [10]
$\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$	1.24×10^{-3} (input)	$1.25 \pm 0.07 \times 10^{-3}$
$\Lambda^0 \rightarrow n \gamma$	2.2×10^{-2}	$1.02 \pm 0.33 \times 10^{-3}$
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	9.1×10^{-3}	$3.56 \pm 0.43 \times 10^{-3}$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$	4.0×10^{-3}	$1.06 \pm 0.16 \times 10^{-3}$
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$	1.1×10^{-2}	$2.3 \pm 1.0 \times 10^{-4}$
$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	4.1×10^{-2}	$< 2.2 \times 10^{-3}$
$\Omega^- \rightarrow \Xi(1530)^- \gamma$	4.5×10^{-3}	

Tabela 1.2: Razões de Ramificação calculadas por Gilman and Wise [11].

Figura 1.3: Diagramas de corto alcance para decaimientos radiativos de bariones.

Figura 1.4: Diagramas com troca de W .

de um decaimento como um resultado) (vide tab. 1.3).

Como vimos anteriormente, o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ apresenta características diferentes dos outros decaimentos radiativos de híperons. Outro aspecto fundamental, enfatizado por Kogan e Shifman [13], é que tanto o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ quanto o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ não apresentam quark u no estado inicial. Se olharmos a figura 1.4 verificamos que este tipo de transição não pode descrever esses decaimentos devido ao fato acima citado. Já o diagrama pinguim (fig. 1.5) poderia descrever tais decaimentos.

Kogan e Shifman [13] analisam tanto o decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ como o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$. Eles partem da expressão para o Hamiltoniano fraco, responsável pela transição entre híperons com $\Delta s = 1$, que é dada por:

Figura 1.5: Diagramas Feynman típicos para $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ [14].

$$H_w = \sqrt{2}G_F \sin\theta \cos\theta \sum_{i=1}^6 c_i O_i \quad (1.1)$$

onde G_F é a constante de Fermi; θ o ângulo de Cabibbo; os termos da somatória representam cada tipo de operador efetivo que contribui para processos com $\Delta s = 1$ e c_i é um coeficiente numérico. A análise procede através da identificação dos operadores dominantes para um determinado decaimento. O maior coeficiente é o que inclui a transição $ud \rightarrow us$. Este fator é o que determina que o decaimento $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ pode ser descrito por diagramas de árvores como o da fig. 1.4 e os $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ não. Estes, segundo essa análise, podem ser descritos por diagramas contendo “loops”.

Analizando a parte imaginária das amplitudes desses decaimentos, Kogan e Shifman, ainda no mesmo artigo, mostram que um limite inferior de unitariedade para a razão de ramificação pode ser determinado de forma rigorosa. A transição se dá predominantemente através de um estado intermediário com 2 partículas. Mostramos na figura 1.6 o estado intermediário para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Os autores mostram que, para esse caso, a principal contribuição vem do estado intermediário Ξ^0 e π^- . O limite inferior calculado é de 0.8×10^{-5} para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e 1.0×10^{-4} para o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$.

Ainda no mesmo trabalho, o valor para a razão de ramificação é calculada estimando-se a parte real da amplitude. Os valores calculados são $(1 \text{ a } 1.5) \times 10^{-5}$ para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e 1.7×10^{-4} para o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$.

Listamos na tabela 1.3 alguns dos valores teóricos para os decaimentos radiativos de híperons e os resultados experimentais anteriores a E761.

1.2.2 Considerações Experimentais

O grande desafio na análise do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, como dito anteriormente, é sua distinção em relação ao decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Além de ser bem mais abundante que o decaimento radiativo, o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ apresenta cinemática semelhante. O fato do π^0 decair em dois fótons antes do “Transition Radiation Detector” (que será descrito no próximo capítulo), faz com

Figura 1.6: Parte imaginária da amplitude de transição do decaimento $\Xi^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

Tabela 1.3: RR e α previstos por modelos comparados com os resultados experimentais anteriores a E761.

Modelo	Decaimento					
	$\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$		$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$		$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	
	RR	α	RR	α	RR	α
Regra de Soma (QCD) [12]	$(0.5 - 1.5)10^{-3}$	(-0.85 ± 0.15)	$\sim 10^{-6} - 10^{-7}$	$\sim +0.8$	$\sim 10^{-5} - 10^{-4}$	~ -0.9
Penguin [14]			1.7×10^{-4}		$(1 - 1.5)10^{-3}$	
Kogan-Shifman [13]			$\geq 1.1 \times 10^{-4}$		$\geq 0.8 \times 10^{-5}$	
Limite Unitariedade [13]						
Resultado experimental anterior E761 [10]	$(1.25 \pm 0.07)10^{-3}$	$-0.86 \pm 0.13 \pm 0.04$	$(2.3 \pm 1.0)10^{-4}$		$< 2.2 \times 10^{-3}$	

que seja possível a conversão destes γ na placa de aço e que sua aceitação pelo nosso aparato experimental seja alta quando comparada ao do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. O espectrômetro dos fótons, ou mais especificamente o calorímetro, será, então, fundamental para a distinção entre esses decaimentos.

A análise do decaimento radiativo do Ω^- dar-se-á em duas etapas. Na primeira determinaremos a fração de Ω^- (f_{Ω^-}) em nosso feixe secundário de híperons negativos e em seguida procederemos a análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ propriamente dito. A f_{Ω^-} será obtida através da análise de dois decaimentos, o $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Utilizaremos a f_{Ω^-} na normalização do limite superior da razão de ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

O resultado anterior ao nosso foi determinado pela experiência realizada no CERN, utilizando o feixe carregado de híperons do SPS [39]. Nesta experiência, o Ω^- era identificado por um "DISC Cerenkov Counter". O limite superior para a razão de ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ foi determinado por uma amostra de 16000 decaimentos de Ω^- . Mostramos na figura 1.7 a massa neutra faltante ao quadrado (M_X^2) sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$, publicada com os resultados dessa experiência [39], de onde o limite superior foi determinado.

Figura 1.7: Resultado anterior à E761 [39] : M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$. O histograma corresponde aos candidatos ao decaimento radiativo enquanto a linha tracejada a eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo e a linha contínua a eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Nenhum evento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é observado.

Capítulo 2

FEIXE, ALVO, DETECTORES E GEOMETRIA

O feixe de prótons, acelerado pelo Tevatron, colidia sobre o alvo de cobre no início de nosso aparato experimental localizado no “Próton Center” do Fermilab. O momento médio deste feixe era de 800 GeV/c. Após a colisão, um feixe secundário com momento médio de 377 GeV/c e constituído de mésons e bárions, dentre os quais os híperons analisados, era produzido.

Descreveremos aqui as características de tais feixes, do alvo, dos detectores e da disposição em que estes se encontravam. São estas fundamentais para o registro dos eventos procurados.

O objetivo principal – a análise de decaimentos radiativos de híperons polarizados – foi o guia para a otimização de nosso aparato experimental. Este está esquematizado na figura 2.1 onde também está indicado o sistema de coordenadas utilizado. A direção $+\hat{z}$ coincide com a direção do feixe (norte), $+\hat{y}$ vertical para cima e $+\hat{x}$ na direção indicada pela “regra da mão direita”, ou seja, $\hat{y} \times \hat{z} = \hat{x}$ (oeste). Foi desenhado para permitir boa resolução espacial e angular das trajetórias das partículas carregadas e para detectar

a energia e localização de fótons.

Outra característica marcante do espectrômetro foi a ausência de detectores que permitissem a identificação das partículas. O método que utilizamos para atribuírmos identidade as partículas será descrito conjuntamente com o espectrômetro.

2.1 Feixe Primário: Prótons a 800 GeV/c

O feixe primário era extraído do Tevatron e dirigido à linha de feixe conhecida como “Proton Center” no Fermilab. Constituído de prótons com momento médio de 800 GeV/c, sua seção transversal era de 0.5 mm no sentido horizontal e 1 mm no vertical. Era formado por pulsos com 23 segundos de duração e que chegavam ao nosso alvo a cada 57 segundos. Cada um destes pulsos tinha aproximadamente 8×10^{11} prótons.

Esse feixe era focalizado em nosso alvo por uma série de imãs quadrupolares que se situavam no setor “PC3” anterior ao nosso setor experimental (PC4). Um esquema de como isto ocorria está na figura 2.2.

Dentre os objetivos principais da experiência, estavam as medidas dos parâmetros de assimetria para os decaimentos $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ [5] e $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ [6]. Para isto era essencial ter híperons com ambos sinais de polarização, positivo ou negativo, o que possibilitou o cancelamento de qualquer viés devido ao espectrômetro (método conhecido por “bias canceling” [5]).

Com esse intuito, o feixe primário era focalizado no alvo com dois ângulos de incidência simétricos entre si no plano horizontal, isto é no plano xz. O ângulo de incidência era controlado pelos campos dos imãs dipolares (vide fig. 2.2).

Também era possível fazê-lo incidir em diferentes ângulos no plano vertical e isto foi feito para tomar dados que nos possibilitassem a determinação do momento magnético de híperons [7].

Figura 2.1: Espectrômetro - E761 - configuração para feixe secundário negativo.

Figura 2.2: PC3 - Feixe primário com ângulo de incidência positivo no alvo.

No caso de nossa análise, que não inclui a determinação do parâmetro de assimetria, a separação de dados de acordo com o ângulo de incidência no alvo não é importante. Assim, analisamos conjuntamente dados tomados com ângulos de incidência no alvo simétricos de 1.8 mrad no plano horizontal, o que nos permite um erro estatístico menor.

2.2 Produção de Híperons: Alvo, Imã e Feixe Secundário

Os híperons (Y) de nossa experiência (feixe secundário) eram produzidos no choque dos prótons (P) do feixe primário com o alvo, ou seja, através da reação inclusiva

$$P + Cu \longrightarrow Y + X \quad (2.1)$$

onde X representa tudo que foi produzido pela colisão com exceção dos híperons.

A colisão ocorria dentro do primeiro imã ("Hyperon Magnet") de nosso espectrômetro (fig. 2.1). Este era atravessado por um canal no início do qual estava localizado o alvo.

Decaimentos de híperons tanto de carga positiva como de negativa eram procurados e assim tínhamos dois tipos de feixe secundário, determinados pelo sentido do campo no "Hyperon Magnet".

O canal (fig. 2.3) que atravessava o imã tinha como função colimar o feixe de híperons. Seu raio de curvatura tinha 350 m e assim mudava a trajetória do feixe em 21 mrad a partir do centro do imã. Seu início era mais largo e ao estreitar formava uma barreira para parte da "sujeira"¹.

---

¹por "sujeira" consideramos as partículas com momento muito diferente daquele aceito

Figura 2.3: Canal do "Hyperon Magnet" - colimador do feixe secundário.

HYPE I FIELD MAP

Figura 2.4: Mapa do campo magnético do “Hyperon Magnet”.

O “Hyperon Magnet” é um eletroímã dipolar com 7.3 m de comprimento. A corrente média aplicada era de 3250 A o que corresponde a um campo magnético médio 35 kG (fig. 2.4). Nessas condições o momento transversal médio aplicado às partículas carregadas ($P_{t,K}$) era de - 7.5 GeV/c e o momento médio de 377 GeV/c com $\Delta p/p = 14\%$ (Largura Total na Base). Na saída do imã a secção transversal do feixe era de 9 mm horizontalmente e 3.6 mm verticalmente. A aceitação do canal compreendia um ângulo sólido de $0.64 \mu \text{ sr}$. A composição do feixe secundário é função de X de Feynman² (X_F), do momento transversal de produção (p_t) e da vida média da partícula. No nosso caso, o X_F médio era 0.47 e o p_t médio 0.68 GeV/c.

O alvo de produção (fig. 2.5) tinha 1.0 comprimento de interação. Suas dimensões eram $2 \times 0.6 \text{ mm}$ na vertical e na horizontal respectivamente e

pelo raio central do canal ou aquelas resultantes da interação com o feixe que não são oriundas do alvo mas sim formadas na colisão com a parede do canal.

²razão entre o momento longitudinal do híperon e o momento do feixe.

Figura 2.5: Alvo.

15.05 cm de comprimento (direção z em nosso sistema de referência). O fato de ser estreito na direção horizontal foi proposital para obtermos boa resolução de momento.

2.3 O Espectrômetro

Sendo o objetivo principal da experiência a análise do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ e do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$, a cinemática destes decaimentos foi o fator determinante na otimização do espectrômetro para o feixe secundário positivo e negativo res-

pectivamente. Este estudo se deu principalmente através da simulação de eventos, usando técnicas de Monte Carlo.

Os eventos procurados se caracterizam por ter um híperon decaindo em um bárion mais um fóton. Se considerarmos também eventos do fundo, todos os decaimentos importantes em nossa análise tem a seguinte forma geral:

$$Y \longrightarrow X + B \quad (2.2)$$

onde Y corresponde ao híperon, B ao bárion e X a uma partícula neutra³.

A atribuição da identidade dessas partículas se dá pela reconstrução da trajetória da partícula mãe, por nós denominada sempre de híperons, da partícula filha carregada, denominada sempre por bárion e pelo registro da energia deixada pelo fóton. Tendo estas tres informações, fazemos a hipótese que a massa ao quadrado do híperon seja a de uma determinada partícula que escolhemos arbitrariamente bem como a do bárion será a de outra partícula também escolhida arbitrariamente. Procuramos então os eventos que reconstituam bem sob essas hipóteses e que a massa neutra faltante ao quadrado⁴ (M_X^2) corresponda a do fóton. A mesma técnica é usada para a reconstrução de eventos do fundo; no nosso caso, temos o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ como tal e, portanto, na sua análise procuramos a massa neutra ao quadrado faltante correspondente à massa ao quadrado do π^0 . A informação sobre a energia do fóton nos possibilita, como veremos adiante, a separação de fótons oriundos do decaimento analisado dos fótons oriundos de π^0 de decaimentos do fundo.

Em função deste método de atribuição da identidade das partículas, o

---

³por se tratar de um jargão utilizado pelos membros da colaboração é importante ressaltar que mesmo no caso em que a partícula mãe não seja um híperon, como por exemplo no caso dos prótons que percorrem o espectrômetro inteiro sem decair ou dos kaons que são um fundo para quase todos os decaimentos analisados, ela sempre será denominada de híperon. O mesmo se dará para a partícula filha que será sempre chamada de bárion.

⁴a massa neutra faltante ao quadrado é um invariante relativístico e como nem sempre este é positivo definido (já que trabalhamos com hipóteses de massa) optamos por não trabalhar com sua raiz quadrada. Além disso, procuramos como partícula neutra um fóton o que implica em procurar uma massa que é em média zero e que, devido a variância não nula, apresentará valores negativos.

espectrômetro subdividia-se em tres partes: do híperon, do bárion e do fóton. Descreveremos aqui o espectrômetro para o feixe secundário negativo (fig. 2.1). O espectrômetro para o feixe secundário positivo pode ser encontrado na referência [5].

2.3.1 Espectrômetro dos Híperons

O espectrômetro dos híperons foi otimizado para garantir uma boa resolução de momento. Considerando o fato dos híperons serem partículas de vida curta foi, também, otimizado para detectar a passagem dessas antes de seu decaimento e assim possibilitar a reconstrução de sua trajetória.

Era formado por 3 estações de "Silicon Strip Detectors" (SD1, SD2 e SD3) e um imã. A disposição em que se encontravam está esquematizada na figura 2.6.

O SD é um detector que permite a medida de posição [15]. É um detector semi-condutor que funciona através de ionização em meio sólido (cristais de silício). O cristal de silício é dopado por material do tipo p e coberto por micro-tiras de alumínio. Uma partícula carregada ao atravessar o cristal excita os elétrons da banda de valência que transferem-se para a banda de condução deixando um buraco na banda de valência. Esses elétrons são coletados, na tira sensora mais próxima a sua passagem, permitindo o registro da posição da partícula carregada.

Em nossa experiência, cada estação tinha tres planos detectores denominados X, Y e V. O plano V encontrava-se rodado de 45° em relação aos planos X e Y, isto é, em torno do eixo horizontal (Z). Os planos X e Y mediam, evidentemente, as coordenadas x e y da trajetória dos híperons, tendo, portanto, as fitas sensoras orientadas nas direções y e x respectivamente. Cada plano tinha 300 μ m de espessura com 50 μ m de espaçamento entre as fitas sensoras. O número de fitas sensoras instrumentadas variava de 192 no primeiro plano a 896 no último.

Figura 2.6: Espectrômetro dos híperons - feixe secundário negativo.

O imã ("2nd Hyperon Magnet") era um eletroímã BM109, dipolar, com 1.8m de comprimento e uma abertura de 4×36 cm na vertical e horizontal respectivamente. Operava com um campo magnético de 24 kG o que gerava um $P_{L,K}$ de 1.28 GeV/c.

Com esse aparato conseguimos uma ótima resolução do momento de $\sigma_p/p = 0.7\%$. A resolução angular (σ) era de $12\mu\text{rad}$ no plano horizontal e $5\mu\text{rad}$ no vertical.

2.3.2 Região de Decaimento

Entre o espectrômetro dos híperons e o dos bárions existia um espaço de 12 metros sem detectores. Na reconstrução dos dados exigimos que o vértice de decaimento estivesse nessa região. Um dado importante relacionado a isto é que a 377 GeV/c o Ξ^- tem 14 m de comprimento médio de decaimento enquanto o Ω^- 5.5 m.

Neste espaço foi colocado um balão cilíndrico contendo hélio. O propósito deste era diminuir a taxa de interação e o resultado foi uma redução em 30% além da redução do espalhamento múltiplo (interações secundárias). A diminuição das interações diminui o fundo, evitando assim a degradação da resolução da massa. O balão de He tinha 1 m de diâmetro e estava centrado no feixe.

2.3.3 Espectrômetro dos Bárions

O fator determinante na otimização dessa parte do espectrômetro foi, além da procura de boa resolução de momento, o percurso médio percorrido pelo bárion. O Σ^- , oriundo do decaimento $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$, tem comprimento

Figura 2.7: Espectrômetro dos bárions - feixe secundário negativo.

médio de decaimento curto (12m para um momento médio de 320 GeV/c) e assim o espectrômetro foi posicionado o mais próximo possível do fim da região de decaimento ⁵ (fig. 2.1).

No nosso caso, temos, também, um bárion de vida curta. O Ξ^- tem vida média de 1.6×10^{-10} s o que corresponde a sobreviver em média 12.0 m (considerando que seu momento médio é de 320 GeV/c).

Responsável pela reconstrução da trajetória do bárion e determinação de seu momento, esse espectrômetro consistia de 4 estações de "Multiwire Proportional Chambers" (MWPC), WA, WB, WC e WD e de 3 imãs BM109 (vide fig. 2.7).

As MWPCs são detectores usados para medida de posição [15, 16]. Consistem de um plano de fios anodos situado entre dois planos catodos dentro de um volume de gás. Uma partícula carregada, ao atravessar a câmara ioniza o gás e elétrons se dirigem ao fio anodo enquanto os íons movimentam-se na direção oposta. Este elétron por sua vez adquire energia cinética suficiente para causar ionização secundária. O processo de ionização multiplica-se e uma "avalanche" de elétrons é formada e dirige-se a um dos fios anodos enquanto o aglomerado de íons movimenta-se em direção oposta. O afastamento dos íons e a coleção da avalanche de elétrons induzem um pulso no fio anodo. O registro deste pulso indica o fio mais próximo pelo qual a partícula carregada passou e portanto a posição desta.

As tres primeiras estações de MWPC, WA, WB e WC eram formadas por 8 planos anodos X, Y, X, Y, U, V, U, V. Assim como nas estações de silício, os planos X e Y (com fios orientados em Y e X respectivamente) mediam a posição do bárion em x e y. Os planos U e V encontravam-se rodados de $\pm 45^\circ$ em relação a X e Y, ou seja, em torno do eixo horizontal (Z). O espaçamento entre os fios para estas estações era de 1mm. Já a estação WD tinha seis planos, X, Y, X, Y, U e V, orientados da mesma forma que nas estações anteriores mas agora com 2 mm de espaçamento entre os fios. O número de fios sensores era igual a 48 em cada plano da WA, a 96 para cada um da WB, 160 para cada um da WC e 160, 256 ou 288 para os planos da WD. O

---

⁵Para o feixe secundário positivo, o bárion do principal decaimento analisado era o próton e, portanto, não havia preocupação com o seu decaimento.

gás utilizado era uma mistura conhecida como gás mágico que é constituído de 75% Ar e 25% C_4H_{10} e ainda um pouco de Freon.

Os tres imãs, MA, MB e MC diferiam do imã utilizado no espectrômetro de híperons apenas no tamanho da abertura que era de $20 \times 61 cm^2$, na vertical e horizontal respectivamente. Dois destes imãs situavam-se entre a WB e a WC e operavam de modo a obter uma boa resolução de momento. O terceiro situava-se após a WD e tinha como função separar o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ do decaimento de fundo $\Xi^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ [6].

Os tres imãs estavam ligados em série e operaram com um campo magnético total de 14.4 kG. Os dois primeiros geravam um P_{LK} total de 1.8 GeV/c.

A resolução (σ_p / p) de momento obtida com o espectrômetro do bárion era de 0.6% e a resolução angular (σ) de $21.6 \mu rad$ na horizontal e $12.6 \mu rad$ na vertical.

2.3.4 Espectrômetro dos Fótons

O espectrômetro (fig. 2.8) de fótons tinha como objetivo a medida indireta da posição e da energia de fótons. Estes eram resultantes ou do decaimento procurado ou de partículas neutras resultantes de decaimentos do fundo. Sendo assim, uma das principais funções desse espectrômetro era permitir a separação entre esses dois tipos de fótons. No nosso caso permitiria a separação entre o fóton resultante do decaimento radiativo do Ω^- e os fótons resultantes do decaimento do π^0 que por sua vez eram oriundos do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

Era constituído basicamente de um "Transition Radiation Detector" (TRD) e de um calorímetro eletromagnético [15]. A idéia básica que orientou o planejamento desse espectrômetro está ilustrada na figura 2.8. O fóton é convertido em umas das placas de aço à frente do TRD e os pares e^+e^- resultantes dessa conversão permitem a medida de sua posição. Esta é determinada pelas informações do TRD e a medida da energia pelo calorímetro eletromagnético situado logo após os módulos do TRD.

Figura 2.8: Espectrômetro dos fótons - feixe secundário negativo.

Medida da Posição

A medida da posição está ilustrada mais detalhadamente na fig 2.9. O fóton proveniente do decaimento principal é convertido num chuveiro eletromagnético ao colidir com a placa de aço. Os pares e^+e^- produzidos com alta energia seguem quase que exatamente a trajetória original do fóton ⁶. Estas partículas ao cruzarem o meio dielétrico do TRD produzem radiação de transição de raios X cuja posição é medida por uma MWPC [16]. Como o TRD possui um limiar que o torna sensível apenas à componente mais energética do chuveiro e^+e^- , a direção da radiação original é mantida.

Descrevemos abaixo as características principais do TRD de nossa experiência. Informações mais detalhadas podem ser encontradas nas referências [17, 18].

Utilizamos dois módulos idênticos de TRD. Isto garantia que se não houvesse conversão na primeira placa de aço haveria na segunda e também permitia maior precisão na reconstrução da trajetória. Cada módulo consistia de um conversor de aço, de uma MWPC externa para ajuda na medida da posição, de um meio dielétrico e da MWPC interna que tinha características diferentes das MWPC externas.

Cada um dos conversores de aço tinha 1.44 comprimento de radiação. Para que o bárion pudesse passar pelo metal sem interagir, foi feito um buraco no centro de cada placa com $7.5 \times 7.5 \text{ cm}^2$ de área. Este tamanho veio de simulações feitas com Monte Carlo que procuraram maximizar o número de bárions que passariam pelo buraco e, ao mesmo tempo, o número de fótons que atingiriam a placa e o chuveiro resultante que atingiria o calorímetro situado mais abaixo. A eficiência de conversão era de aproximadamente 84%.

As duas MWPC externas (WT1 e WT2) consistiam de dois planos cada uma, um para medida da posição em x e o outro para medida da posição em y. O espaçamento entre os fios era de 2mm e tinham uma área ativa de

---

⁶o ângulo entre a trajetória original do fóton e a do elétron (ou pósitron) é da ordem do inverso do fator de Lorentz, ie, a razão entre a massa do elétron e sua energia.

Figura 2.9: Um módulo do "Transition Radiation Detector".

$57.6 \times 57.6 \text{ cm}^2$ (288 fios sensores em cada plano).

O meio dielétrico do TRD era um radiador contendo 210 folhas de polipropileno com $17 \mu\text{m}$ de espessura cada e com 1mm de ar entre elas. Mostramos na fig 2.10 o número médio de quanta de radiação de transição X detectado por módulo do TRD em função do fator de Lorentz para e^- e π^- . Como pode ser visto, o limiar de energia para os pares e^-e^+ era de 2.5 GeV. A energia característica do γ proveniente do decaimento radiativo do Ω^- encontra-se num intervalo entre 40 e 70 GeV.

As câmaras internas ao TRD, como mencionamos acima, tinham como função medir a posição da radiação de transição de raios X. Foi usado uma mistura de gases: 70% de Xe e 30% de CH₄. Para evitar que os planos cátodos (vide fig. 2.9) sofressem distorção devido ao acúmulo do Xe na parte inferior das camaras, fluíamos CO₂ com uma pressão mais alta em compartimentos entre esses planos e o ar. Cada câmara continha 2 planos X e Y, com 2mm de espaçamento entre os fios (288 fios em cada plano).

Medida da Energia

A energia do fóton era medida por um calorímetro eletromagnético localizado logo após o segundo módulo do TRD (fig. 2.8). Este calorímetro era composto de tres partes.

A primeira ("front lead glass") consistia de 16 blocos de vidro chumbado, cada um com $10.1 \times 10.1 \times 38.4 \text{ cm}^3$. Sua disposição está representada na figura 2.11. Essa parte do calorímetro cobria aproximadamente uma área de $80 \times 80 \text{ cm}^2$. O comprimento de radiação do vidro chumbado era de 3.2 cm. Como mostrado na figura um buraco foi deixado aberto no centro do calorímetro para, da mesma forma que nos conversores, possibilitar a passagem do bárion. Este buraco tinha $12.5 \times 12.5 \text{ cm}^2$ de área.

A segunda parte ("main lead glass") consistia de 76 blocos idênticos ao anterior. Agora, no entanto, o lado mais comprido estava na direção do feixe (fig. 2.12). No centro deste estava localizado a terceira parte do calorímetro

Figura 2.10: Número médio de quanta de radiação de transição X (N_γ) detectado por módulo do TRD em função do fator de Lorentz para e^- e π^- .

Figura 2.11: Primeira parte do calorímetro eletromagnético - "Front Lead Glass".

constituído de cristais de $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO). Esta parte forrava o buraco central. Os cristais tinham $2.5 \times 2.5 \times 20.0 \text{ cm}^2$ de comprimento. Por ter um comprimento de radiação curto (1.12 cm), este material detectava chuviros que se iniciavam muito mais próximos ao buraco do que o vidro chumbado detectaria. No total o "main lead glass" cobria uma área de aproximadamente $90 \times 90 \text{ cm}^2$.

Considerando todo o calorímetro, tínhamos 3.2 comprimentos de radiação devido ao "front lead glass" e 12 devido ao "main" na direção do feixe. Já o BGO tinha 17.9 comprimentos de radiação nessa mesma direção.

Figura 2.12: Segunda parte do calorímetro eletromagnético - "Main Lead Glass"

Capítulo 3

AQUISIÇÃO DE DADOS - GATILHOS E PROCESSAMENTO

A dificuldade da análise dos decaimentos radiativos dos híperons reside no fato de serem raros, isto é, possuírem taxa de decaimento muito pequena e por decaírem, ainda que fracamente (são, afinal, partículas instáveis e o feixe sofre natural degradação). A distância que os híperons percorrem antes de decair é proporcional ao seu momento e portanto dependente do momento dos prótons incidentes. Fatores para o sucesso da E761 são, dessa forma, o momento elevado e a alta intensidade do feixe primário, isto é, dos prótons incidentes que possibilitam a seleção de híperons com momento também elevado ($X_F \sim 0.47$). A intensidade do feixe de prótons (a 800 GeV/c), durante a tomada de dados negativos, variou entre $10^{10} - 10^{12}$ prótons por pulso, onde 10^{12} era o limite máximo permitido devido a problemas de radiação na sala de controle.

Ao mesmo tempo, no entanto, esses fatores foram responsáveis pela alta taxa de eventos indesejáveis. O sistema de gatilhos tem como função pré selecionar eventos durante a própria tomada de dados. Dessa forma os que não tem as características gerais dos decaimentos procurados são rejeitados.

No feixe de híperons negativo, o sistema principal de gatilhos tinha a medida do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ como objetivo principal. Além do sistema principal tínhamos vários outros, cada um definido por uma necessidade específica. Foram dois os sistemas utilizados aqui: o principal, que selecionou os eventos para a análise tanto do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ como do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ e o secundário, referente a análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. A análise tanto do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ como do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ é importante para a determinação da fração de Ω^- 's no feixe.

Como será descrito na próxima secção, todos os sistemas de gatilho utilizados tinham 3 níveis hierárquicos. Os dois primeiros níveis transmitiam informações vindas diretamente dos detectores. O tempo máximo que as informações dos SD's e MWPC's podiam ser guardadas era de 900 ns. Era necessário uma decisão rápida para não perder informação. Por este motivo, os módulos dos dois primeiros níveis do gatilho se encontravam no túnel experimental (PC4) já que não haveria tempo suficiente para transmitir essas informações para a sala de controle. Por isto, esses módulos não podiam ser acessados durante a tomada de dados. Já o terceiro nível, além das informações vindas dos níveis anteriores, continha informações vindas do calorímetro de fótons e de "latch" (vide secção 3.1.3), podia portanto ser controlado a partir da sala de controle e com o feixe de prótons ligado.

O centro do sistema de gatilhos era um módulo LeCroy modelo 4508 "Programmable Lookup Unit" (PLU) [19]. Este módulo é um CAMAC programável controlado por computador, no nosso caso, um VAX 11/780 da "Digital Equipment Corporation". A escolha do gatilho era feita através de um programa que inicializava o sistema no PLU e podia ser feita entre dois pulsos de eventos.

Descreveremos a seguir os sistemas de gatilhos que foram utilizados na tomada dos dados analisados nesta tese e o sistema de aquisição de dados.

3.1 Sistema Principal de Gatilhos

O decaimento $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ era o propósito da tomada de dados com feixe de híperons negativo. Dessa forma as fontes de fundo para tal decaimento foram os principais fatores no planejamento desse sistema de gatilhos. Mesmo tendo o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ como objetivo principal, esse sistema também é bom para a aquisição de $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, já que os decaimentos de fundo para o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ são também fundo para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Assim, o mesmo grupo de dados é utilizado tanto para a análise do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ quanto do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

Os decaimentos de fundo são o $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ (que apresenta quase que 100% de razão de ramificação), o $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ (também quase 100% de razão de ramificação) e o $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$. Os dois primeiros, o $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ e o $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$, têm bárions leves (já que tanto o Λ^0 e o neutron são pesados, isto é, “carregam” a maior parte do momento) e podem, por este motivo, ser excluídos pelo sistema de gatilhos.

Como mencionado anteriormente, tanto o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ como todos os eventos procurados tem a forma de um híperon decaindo em um bárion e em um fóton. Por este motivo, o sistema de gatilhos estava estruturado em tres níveis. O primeiro (T1) requeria que o híperon fosse oriundo do feixe; o segundo (T2), que houvesse conversão do fóton em uma das placas de aço e o terceiro (T3), que o bárion tivesse momento grande. Cada um desses níveis exigia que o precedente tivesse sido disparado. A seguir detalharemos cada um deles.

3.1.1 T1 – Primeiro Nível de Gatilho

O propósito principal deste nível de gatilho era garantir que o híperon fosse oriundo do feixe. Consistia basicamente da coincidência de sinais em vários cintiladores localizados no espectrômetro dos híperons. A posição destes cintiladores está esquematizada na figura 3.1.

Figura 3.1: Posição dos cintiladores do gatilho T1 no espectrômetro dos híperons.

Tabela 3.1: Dimensões dos Cintiladores Utilizados no Sistema de Gatilho Principal.

Nível do Gatilho	Cintilador	Tamanho(x,y,z)cm	Buraco(x,y)cm
T1	B1	$2.0 \times 2.0 \times 0.1$	
T1	B2	$5.1 \times 7.6 \times 0.3$	
T1	B3	$5.1 \times 7.6 \times 0.3$	
T1	VH2	$10.2 \times 10.2 \times 0.87$	2.5×1.9
T1	VH3	$10.2 \times 10.2 \times 0.87$	2.5×1.9
T2	V1	$91.4 \times 101.6 \times 0.64$	7.5×7.2
T2	S1	$91.4 \times 101.6 \times 0.64$	7.5×7.2
T2	V2	$91.4 \times 101.6 \times 0.64$	7.5×7.2
T2	S2	$91.4 \times 101.6 \times 0.64$	7.5×7.2
T3	PI	$61.0 \times 29.2 \times 0.64$	
T3	BV	$33.0 \times 24.5 \times 0.64$	

A coincidência exigida era que houvesse sinal nos cintiladores B1, B2 e B3 e ao mesmo tempo que não houvesse sinal no VH2 e no VH3 (cintiladores que funcionaram como vetos). Os tres primeiros eram contadores pequenos que registravam a passagem de partículas contidas no espaço de fase do feixe de híperons na saída do segundo imã ("2nd Hyperon Magnet") e os vetos eram cintiladores maiores com buracos no centro para a passagem dos híperons. Com isso registravamos os híperons e ao mesmo tempo descartavamos o halo de muons. Os tamanhos dos cintiladores estão listados na tabela 3.1 e a equação lógica deste nível do gatilho é:

$$T1 \equiv B1 \bullet B2 \bullet B3 \bullet (\overline{VH2} + \overline{VH3})$$

A taxa de T1 disparados era de aproximadamente 180 mil por segundo. No entanto, tínhamos que reduzi-la devido ao tempo morto ¹ da aquisição de dados. Impúnhamos assim uma janela de tempo para a tomada de dados e isto reduzia o número de eventos em aproximadamente 50%. Sendo assim, o

¹Tempo necessário para que as informações dos detectores fossem registradas e durante o qual não era possível o registro de novas informações.

número final de T1's (GT1) disparados era de aproximadamente 90 mil por segundo.

3.1.2 T2 – Segundo Nível de Gatilho

O segundo nível de gatilho (figura 3.2) tinha como função garantir que os eventos selecionados tivessem um fóton convertido ou na primeira ou na segunda placa de aço. Para isto o cintilador V1, posicionado a frente da primeira placa de aço do espectrômetro dos fótons, não podia ter sinal, garantindo que a partícula que passou por ele era neutra e a seguir tínhamos duas opções: ou o cintilador S1, posicionado após a primeira placa tinha sinal, garantindo que tivesse ocorrido a conversão, ou o cintilador V2, posicionado a frente da segunda placa não tinha sinal garantido que ainda não tivesse ocorrido a conversão e o cintilador S2 tivesse sinal garantindo que a conversão tenha ocorrido na última placa.

A equação lógica para esse nível é:

$$T2 \equiv S1PHOTON + S2PHOTON$$

onde

$$S1PHOTON \equiv GT1 \cdot \overline{V1} \cdot S1$$

$$S2PHOTON \equiv GT1 \cdot \overline{V1} \cdot \overline{V2} \cdot S2$$

e o GT1 corresponde aos eventos que dispararam o T1 e estão dentro da janela imposta.

Como expresse nas equações acima, o S1PHOTON selecionava eventos onde a conversão do fóton se deu na primeira placa de aço enquanto o S2PHOTON os que tem o fóton convertido na segunda placa. Também os dois não podem ser acionados para o mesmo evento, exigimos ou um ou

Figura 3.2: Posição dos cintiladores do gatilho T2 no espectrômetro dos fótons e do gatilho T3 no espectrômetro dos bárions.

outro. Após a tomada de dados verificamos que aproximadamente 76% dos eventos tem o S1PHOTON disparado.

Os contadores ou vetos utilizados nesse nível de gatilho eram compostos, em geral, por dois ou mais cintiladores. Isto era importante para podermos mudar o tamanho do buraco que permitia a passagem dos bárions. Ainda na tomada de dados com feixe positivo percebemos que devido ao fato do feixe na altura das placas de aço ter praticamente o mesmo tamanho que o buraco destas placas, algumas partículas do feixe interagiam com o material da borda do buraco e disparavam o contador seguinte e consequentemente o gatilho. Por esse motivo, diminuimos um pouco o tamanho dos buracos dos cintiladores (tabela 3.1). Estes eram, portanto, um pouco menores que os dos conversores de aço e evitavam dessa forma que as partículas do feixe disparassem o T2.

A taxa de T2 disparados era de aproximadamente 2000 eventos por segundo. Com isso, pouco mais de 2% dos GT1 sobreviviam ao segundo nível do gatilho principal.

3.1.3 T3 – Terceiro Nível de Gatilho

O terceiro nível (fig. 3.2) garantia que o evento tivesse um bárion com momento alto. Isto era importante para, como explicado acima, descartar os decaimentos de fundo $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ e $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. Para tal, tínhamos um veto (Pi) antes do terceiro imã do espectrômetro de bárions (Pi). Este veto era atingido por bárions com momento não muito elevado e após a tomada de dados verificamos que aproximadamente 67% dos $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ e 97% dos $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ foram aí descartados.

Outra exigência se dava através do veto BV (vide fig. 3.2). Esse estava posicionado ao final do espectrômetro do bárion e tinha como função eliminar partículas do feixe que não decaíssem, como o $\bar{p}$ e o K^- . Essas partículas poderiam disparar o T2 ao interagirem com o material do canal no primeiro imã ("Hyperon Magnet") ou com a borda do buraco dos conversores. Essa exigência permitia uma outra opção lógica definida por um valor mínimo de

energia ($2.5\text{GeV}/c^2$) no calorimetro dos fótons (PBGSUM).

Além da seleção de eventos através das opções acima citadas, tínhamos um cronômetro que evitava que mais de uma partícula acionasse o gatilho dentro de uma janela de 400 ns. Isto era importante pelo mesmo motivo que o GT1, isto é, para permitir o registro das informações dos detectores. Esse nível de gatilho selecionava também uma fração dos eventos (T1PS e T2PS respectivamente) que sobreviviam ou ao primeiro ou ao segundo nível, T1 e T2. Esses eventos são importantes para o alinhamento e estudo da eficiência do gatilho entre outras coisas. A taxa de T1PS e T2PS guardadas em T3 é, respectivamente, de 1 em 16384 T1 e 1 em 265 T2.

A expressão lógica para esse nível é:

$$T3 \equiv T2 \bullet RATP \bullet \overline{PI} \bullet (\overline{BV} + PBGSUM) + T1PS + T2PS$$

A taxa de eventos aqui era de aproximadamente 600 eventos por segundo, ou seja, 0.7% dos GT1. Após serem selecionados pelo T3, os eventos eram registrados pelo Sistema de Aquisição de Dados.

3.2 Sistema Secundário de Gatilhos

Utilizamos os dados obtidos através deste sistema de gatilhos na análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. A intenção no planejamento deste gatilho era a de possibilitar a determinação da polarização do Ξ^- e também a análise do $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ para a taxa de decaimento do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ [29]. Basicamente esse sistema exigia que o híperon fosse oriundo do feixe (utilizando o mesmo nível T1 que o sistema principal) e que, de forma oposta ao sistema principal, o bárion fosse leve. Com isso o decaimento $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ que tinha 97% de seus eventos excluídos pelo veto PI no sistema principal, passou a ter estes eventos aceitos através da exigência que o cintilador PI fosse atingido (funcionando, portanto, nesse sistema como contador e não como veto).

A exigência de que o cintilador PI fosse atingido também era boa para o registro do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. Sendo a massa do Λ^0 mais que o dobro da do K^- , o primeiro “carrega” quase que todo o momento e o K^- atingia o contador PI.

Outro ponto importante nesse sistema de gatilho é que o espectrômetro de fótons foi fisicamente retirado da linha de feixe para que as partículas tivessem passagem livre. O tipo de eventos que procuramos ao usarmos esse sistema não tem fótons e, portanto, não necessitávamos dessa parte do espectrômetro.

Os cintiladores usados nesse sistema eram os mesmos do sistema principal (tabela 3.1) e o primeiro nível de gatilhos também era o mesmo para os dois sistemas. As expressões lógicas para cada nível são:

$$T1 \equiv B1 \bullet B2 \bullet B3 \bullet (\overline{VH2} + \overline{VH3})$$

$$T2 \equiv GT1$$

$$T3 \equiv T2 \bullet PI \bullet RATP$$

onde GT1, PI, VH2, VH3 e RATP foram definidos na sessão anterior.

O segundo nível de gatilhos era apenas uma janela imposta sobre o primeiro. A taxa de eventos (o primeiro nível era idêntico ao sistema principal) era aproximadamente 14 mil eventos por segundo, ou seja, a janela imposta selecionava aproximadamente 8% dos eventos. No último nível, a taxa era de aproximadamente 1300 eventos por segundo e isto correspondia a aproximadamente 9% dos GT1.

Figura 3.3: Sistema de Aquisição de Dados: informações vindas dos detectores são lidas do CAMAC para o ACP e então transferidos para o VAX 11/780.

3.3 Sistema de Aquisição de Dados

Cada evento selecionado pelo nível T3 do gatilho disparava o Sistema de Aquisição de Dados. Este transmitia as informações vindas dos detectores para o computador.

O esquema deste sistema está ilustrado na figura 3.3. As informações vindas dos detectores eram lidas dos bastidores CAMAC por um “Fermilab Smart Crate Controller” (SCC) [20, 21, 22, 23] e transferidas para o “Advanced Computer Program” (ACP) [26, 27]. Os dados eram então guardados em fitas de 9 trilhas e uma parte era também copiada para um computador VAX 11/780 para monitoramento.

Existiam 11 mil canais para a passagem de informações vindas dos de-

tectores, sendo que, evidentemente, apenas os canais contendo informação eram lidos a cada evento. Os SD's tinham aproximadamente 5000 canais enquanto as MWPC's (incluindo as do TRD) aproximadamente 5500. Um sistema para a leitura dessas informações, o "Chamber Read Out System" (CROS) foi construído com o objetivo de ordenar as informações. Funcionava [28] com vários módulos CAMAC e usava um sistema de memória como controlador de tempo para a transmissão de dados.

Duas unidades do SSC recebiam as informações vindas do CROS e também de mais 108 canais referentes ao calorímetro de fótons e aproximadamente 60 referentes aos cintiladores. As informações do calorímetro de fótons eram convertidas por "Analog to Digital Converters" (ADC) e as informações dos cintiladores por módulos "LeCroy 2341 latch", ADC's e "Time to Digital Converters" (TDC). Todas essas informações eram processadas pelo SSC e embutidas em cada evento. Tipicamente cada evento tinha 600 "bytes" e precisava de aproximadamente 600 μ s para ser lido. Existia ainda uma terceira unidade de SSC responsável pelos 72 canais dos contadores que continham informações de cintiladores e taxas dos eventos que disparavam os gatilhos. Essas informações eram copiadas nas fitas ao final de "run"².

O SCC transferia as informações para o "buffer" de memória no bastidor VME (RBUF) [24, 25]. Os dados permaneciam nesta memória até poderem ser transferidos para um dos 14 nós de ACP. No total o ACP tinha uma capacidade de processamento de 10 Milhões de Instruções Por Segundo (MIPS). O ACP embutia uma palavra antes de cada evento contendo informações sobre o número de "bytes", do "run", do pulso e do evento. Finalmente todas as informações eram transferidas para fitas (6250 bpi 9-trilhas) e ali guardadas. Os nós de ACP também processavam uma versão do programa de reconstrução e esse processamento se dava sobre cerca de 10% dos dados. Estes eram copiados para o VAX para ser possível a análise durante a própria tomada de dados. Isto era essencial já que permitia a monitoração do desempenho dos detectores e da própria tomada de dados.

A aquisição de dados durante o período com feixe negativo levou aproximadamente 5 semanas a partir do final de julho de 1990. Foram tomados

---

² dados coletados sob as mesmas condições de gatilho e ângulo de incidência do feixe de prótons.

alternando os ângulos de incidência (± 1.8 mrad) do feixe de prótons numa sequência +, -, -, + para evitar erros sistemáticos. O ângulo de incidência podia ser mudado entre os pulsos. Um "run" típico consistia de 3 fitas e levava 3 horas para finalizar. A cada dia um "run" especial era tomado com o propósito de alinhamento dos detectores. Aproximadamente 900 fitas foram gravadas com dados de feixe negativo.

Capítulo 4

TRATAMENTO DE DADOS

A taxa de decaimentos radiativos no feixe de híperons em nossa experiência é ínfima quando comparada a outros decaimentos e a partículas que não decaem. Para que seja possível e prática a análise dos eventos que nos interessam, precisamos de um processo de filtragem que selecione os eventos como candidatos aos decaimentos procurados.

Outro ponto fundamental para a análise dos eventos é que as constantes experimentais tais como campo magnético e posições dos detectores tenham a precisão e exatidão necessária. As medidas prévias à tomada de dados são grosseiras em relação a que pode ser obtida com a utilização de dados reais.

Passos preparatórios para a análise de dados são então necessários. Consistem do alinhamento dos detectores, da calibração do momento tanto do híperon como do bárion (o que implica na medida precisa do campo magnético dos ímãs), da calibração do calorímetro de fótons e, finalmente, de um processo de filtragem que garanta a qualidade do evento e também o selecione como candidato ao decaimento procurado. Descreveremos neste capítulo cada um desses passos.

4.1 Alinhamento dos Detectores

Antes do início da tomada de dados, as posições de todos os detectores foram medidas com precisão de alguns milímetros. Os SD's e MWPC's nos permitem, no entanto, precisão em torno de dezenas e centenas de microns respectivamente e assim usamos as trajetórias de partículas carregadas, ou seja, dos eventos reais para a determinação final dessas posições. Esses dados são úteis também para determinar um sistema de coordenadas compatível entre os detectores.

Uma série de dados foi obtida tendo isto como objetivo. Durante todo o decorrer da tomada de dados uma série dedicada a tal (com sistema de gatilho especial) era feita por dia. Este gatilho exigia a coincidência de sinal nos cintiladores B2 e B3 (fig. 3.1) e com isso os eventos selecionados eram em sua maioria partículas que não decaíam dentro de nosso espectrômetro.

O processo de alinhamento [32] começou usando a parcela de dados que era transferida para o VAX (vide capítulo anterior). O primeiro passo visava o alinhamento dos SD2, SD3, WA e WB que estavam posicionados sem nenhum imã entre eles. O centro de dois planos de SD2 e de WB foram escolhidos como centro arbitrário do feixe ($x=y=0$). Usando eventos que tinham sinal nesses planos, usávamos os 4 pontos atingidos para reconstruirmos suas trajetórias. A seguir determinávamos, para cada plano, a diferença entre a posição onde o plano foi atingido pela partícula e a que pertencia a trajetória reconstruída (chamamos esta diferença de resíduo). A posição de cada plano era, então, corrigida ¹ até que os histogramas do resíduo formassem uma gaussiana centrada em zero (dentro de erro equivalente a $\sigma/\sqrt{N}$). Como forma de reconfirmar o alinhamento, eventos que atingiam todos os planos eram então usados: a trajetória do evento era reconstruída usando todos os planos menos um; o resíduo desse plano era então histogramado.

Após o alinhamento dessa primeira série de detectores, dados tomados com os imãs do espectrômetro de bárions desligados foram usados para o alinhamento da WC e WD. O alinhamento de SD1 foi feito com dados obtidos

---

¹um programa "SSDALIGN" fornecia as novas constantes para as posições dos detectores [33]

com o "2nd Hyperon Magnet" desligado. Por último, os planos dos detectores do TRD (MWPC's internas e externas) foram alinhadas usando processo semelhante [34].

O alinhamento da orientação daqueles detectores que apresentavam uma rotação em torno do eixo z também foi feito. Primeiro verificou-se a consistência entre os ângulos de cada plano de cada detector e depois entre todos os detectores. Seguiu-se basicamente a mesma conduta que anteriormente. As coordenadas dos planos X e Y foram usadas para o cálculo das U e V : a partir das posições atingidas em X e Y projetava-se a posição em U e V . Usando os pontos atingidos nestes planos calculava-se o resíduo e as ângulos iam sendo corrigidos.

As constantes referentes as posições e ângulos dos detectores obtidas após o alinhamento possibilitaram uma reconstrução da trajetória dos eventos muito boa. O χ^2 reduzido para trajetórias de partículas que atingiram todos os planos, ou seja, para 29 graus de liberdade é aproximadamente 1.2.

4.2 Calibração dos Momentos dos Bárions e dos Híperons

A determinação precisa dos momentos do bárion e do híperon é essencial em nossa experiência. Sua determinação se dá através da medida dos $P_{t,k}$'s dos ímãs e do ângulo de deflexão das partículas. Para a determinação do $P_{t,k}$ é necessário a medida precisa do campo magnético (já que $P_{t,k} = 0.3 \int B \cdot dl$).

A precisão na medida desse momento pode, no entanto, ser melhorada através da calibração feita com os mesmos dados usados no alinhamento, ou seja, de partículas que atravessavam o espectrômetro sem decair. Detalharemos a seguir o processo dessa calibração.

Antes do início da tomada de dados um mapa do campo magnético dos ímãs do espectrômetro dos híperons ("2nd Hyperon Magnet") [30] e dos bárions (MA, MB, MC) [31] foi feito. Tinha como objetivo fazer uma me-

dida precisa e também encontrar a maior corrente sob a qual o imã poderia funcionar sem perder a uniformidade do campo magnético. Chegou-se a precisão de 0.1% para o campo do "2nd Hyperon Magnet" e 0.47% para cada um dos imãs do espectrômetro dos bárions e verificou-se que o campo era praticamente constante em função da corrente elétrica, tendo já atingido a saturação.

A análise dos eventos foi então feita. Como são eventos que não decaíram o momento do bárion deveria ser igual ao do híperon. Pequenas correções [32] ao $P_{t,t}$ do espectrômetro do bárion foram feitas para que a razão desses momentos fosse igual a um. Verificou-se também que essa razão variava para cada "run" numa faixa de ± 0.001 e com isso as correções foram feitas para cada "run".

Para se verificar se a calibração do momento absoluto estava correta utilizou-se os decaimentos $\Sigma^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ que eram encontrados em abundância entre os dados obtidos com o gatilho principal. Se tanto o momento do híperon quanto do bárion estivessem corretos a massa neutra faltante ao quadrado deveria corresponder a massa do π^0 ao quadrado. Foi este o valor encontrado.

4.3 Calibração do Calorímetro de Fótons

Antes da tomada de dados, a calibração do calorímetro de fótons foi feita usando muons vindos de raios cósmicos e usando um Díodo de Emissão de Luz (LED) [35]. Um pequeno telescópio de muons foi construído usando cintiladores, blocos de vidro chumbado (PBG) e tijolos de chumbo.

Um muon mínimo ionizante deposita aproximadamente 288 MeV de energia em um PBG que tenha 40 cm de comprimento devido a radiação Cherenkov. Com o telescópio verificou-se a amplitude de um pulso vindo do fotótubo ligado ao PBG e com isso calibramos o LED.

Os sinais vindos dos fototubos ligados a cada PBG eram digitalizados por

um ADC. Ajustamos o ADC de tal maneira a subtrair o pedestal para que os sinais chegassem já num patamar linear de resposta do ADC.

O LED foi utilizado para verificar a linearidade das respostas de cada bloco de PBG e determinar a constante de linearidade. Para isso usamos um filtro que permitia o controle da quantidade de luz recebida pelo PBG.

Também a variação de temperatura foi testada e verificou-se que sua influência no ganho de energia era mínima, de aproximadamente 0.3% em cada 1°C. Como a variação de temperatura no túnel experimental era menor do que 5°C, este efeito pode ser desprezado já que a incerteza na energia é bem maior que isto (vide secção 2.3.4).

Após a tomada de dados as constantes de calibração foram ajustadas usando eventos do feixe de híperons positivo. Isto foi feito porque no modo positivo havia uma outra parte do calorímetro de fótons situado ao final do espectrômetro [5] o que possibilitava medir a energia do fóton que passasse pelo buraco do espectrômetro de fótons. Decaimentos $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ com um dos γ 's atingindo o calorímetro do final do espectrômetro foram selecionados. A posição em que o γ que não passou pelo buraco atingiu o calorímetro de fótons pode então ser determinada e também a energia que foi depositada. Foram usados também γ 's vindos de $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$. As constantes de calibração foram então ajustadas de forma que os blocos atingidos contivessem a energia desse γ .

A resolução obtida com o calorímetro de fótons, incluindo todos os blocos foi de $\Delta E/E = 30\%/\sqrt{E} + 3\%$ (E em GeV). Um dos fatores que causou essa baixa resolução foi a perda do chuveiro pela parte de trás do calorímetro.

4.4 Filtragem e Seleção dos Dados

Dentre os milhões de dados obtidos, apenas uma parte tem cinemática semelhante a do decaimento procurado. Este fator e mais a exigência de uma boa qualidade do evento - que detalharemos a seguir - foram os princi-

tais fatores para a separação dos dados em arquivos distintos de candidatos ("strips") a um determinado decaimento procurado. Como resultado desse processo obtivemos vários arquivos de dados e entre eles as "strips" com candidatos ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

Aproximadamente 285 milhões de eventos foram tomados sob o gatilho principal no feixe negativo. Dividem-se de forma aproximadamente igual entre os tomados com ângulo de incidência do próton no alvo, positivo e negativo (± 1.8). Correspondem a 277 grupos de dados e estão guardados em 814 fitas. O tratamento dos dados foi feito no computador "Amdahl" no Fermilab e levou aproximadamente 300 horas de CPU e seis semanas de tempo real.

Desses eventos iniciais, aproximadamente 280 milhões tiveram suas trajetórias reconstruídas já que aproximadamente 5 milhões foram descartados devido a problemas observados durante a aquisição dos dados. O controle de qualidade desses eventos foi feito através do programa de reconstrução.

O programa de reconstrução caracteriza uma trajetória através de 5 parâmetros: $x_i, y_i, \theta_{xi}, \theta_{yi}$ e $1/P_i$. Onde o i corresponde as duas possibilidades de trajetórias, do híperon (Y) e do bárion (B); x e y as coordenadas da partícula em SD3 (origem escolhida arbitrariamente); θ_x e θ_y o ângulo em relação à coordenada z no sistema do laboratório e P o momento da partícula. Como os ângulos θ_{xi} e θ_{yi} são muito pequenos eles podem ser representados, também, por P_{xi}/P_i e P_{yi}/P_i respectivamente onde P_{xi} e P_{yi} correspondem a componente x e y do momento P .

O primeiro passo no controle de qualidade exigiu boa reconstrução das trajetórias. Essa foi avaliada por 3 parâmetros: unicidade das trajetórias; χ^2/ν , onde ν é o número de graus de liberdade e o momento do híperon.

Uma única trajetória de partícula carregada tanto no espectrômetro dos bárions como no dos híperons foi exigida. Qualquer evento com mais de uma trajetória reconstruída em qualquer um desses dois espectrômetros foi descartado e aproximadamente 30% dos eventos foram eliminados nessa passagem.

Figura 4.1: χ^2 reduzido para o a) híperon (2 a 4 graus de liberdade), b) bárion (25 ou menos graus de liberdade) – eventos “candidatos”.

O χ^2 das trajetórias reconstruídas, χ_Y^2 para a do híperon e χ_B^2 para o bárion, foi utilizado em dois níveis. Inicialmente para selecionar os arquivos de “candidatos” e depois para selecionar os eventos das “strips”. O arquivo de “candidatos” inclui todos os eventos bem reconstruídos e tem como objetivo não a seleção de candidatos a determinados decaimentos mas sim de bons eventos que possam passar depois por processos de seleção mais rígidos. Dessa forma o corte nos χ^2 s para os “candidatos” era mais brando do que para as “strips”. Exigimos como limite superior tanto do χ_Y^2/ν como do χ_B^2/ν fosse 15, onde o número de graus de liberdade (ν) do χ_Y^2 era no máximo 4 (9 planos menos os 5 parâmetros da reconstrução) e do χ_B^2 25 (30 planos) a nível de “candidatos”. A figura 4.1 mostra o χ^2/ν dos eventos que passaram por esse corte. Já para a seleção de eventos das “strips” foi exigido 4 como limite superior para o χ_Y^2/ν e 2 para o χ_B^2/ν .

Foi exigido também que o momento do híperon P_Y estivesse entre 325 e 425 GeV/c. Estes limites são compatíveis com a aceitação do momento de ambos espectrômetros (vide capítulo 2). Dos eventos iniciais aproximadamente 36% foram eliminados por essas duas últimas exigências, ou seja, pelos

Figura 4.2: Distribuição do momento do híperon – eventos “candidatos” – para dados tomados com ângulo de incidência do próton no alvo de ± 1.8 mrad.

cortes brandos sobre os χ^2 's e o corte sobre P_Y . A figura 4.2 mostra o momento do híperon para os eventos que sobreviveram a esse critério de seleção. Os eventos nessa figura estão separados entre aqueles tomados com os dois ângulos de incidência do próton no alvo diferentes. A pequena diferença na forma das curvas é devida a também pequena diferença de aceitação do canal para os eventos tomados com ângulos diferentes.

Outro nível do controle de qualidade foi realizado sobre parâmetros cinemáticos. Duas variáveis que caracterizam bem um decaimento de dois corpos são a razão entre o momento do bárion e o do híperon (R) e o ângulo (Θ) entre o $\vec{P}_Y$ e o $\vec{P}_B$, ou seja,

$$R = \frac{P_B}{P_Y} \quad (4.1)$$

$$\Theta = \sqrt{(\theta_{xY} - \theta_{xB})^2 + (\theta_{yY} - \theta_{yB})^2} \quad (4.2)$$

Figura 4.3: $R (P_B/P_Y) \times \Theta$: Cinemática para o Decaimento de Dois Corpos.

onde aproximações devido ao fato que os ângulos são muito pequenos foram feitas. A figura 4.3 representa essas variáveis cinemáticas para os decaimentos importantes do feixe negativo de híperons. Convém notar que as regiões de intersecção entre os decaimentos são aquelas em que os eventos são indistinguíveis cinematicamente.

A região representada por $R \sim 1$ e $\Theta \sim 0$ corresponde a partículas do feixe que não decaíram. Dois níveis de exigências são então feitos sobre essas variáveis. A nível de candidatos é exigido que $R < 0.98$ e $\Theta > 50\mu\text{rad}$ e a nível das "strips" que $R < 0.98$ e $\Theta > 100\mu\text{rad}$. Aproximadamente 12% dos eventos iniciais foram descartados devido ao corte mais brando em R e Θ . A figura 4.4 mostra o gráfico dessas variáveis com todos os eventos após os cortes a nível de candidatos.

Figura 4.4: $R(P_B/P_Y) \times \theta$ - dados reais.

O último requerimento cinemático exigido para o controle de qualidade foi sobre a posição do vértice do decaimento (Z_V). Em termos dos parâmetros de reconstrução das trajetórias, o Z_V é definido como:

$$Z_V = \frac{(x_B - x_V)(\theta_{xB} - \theta_{zV}) + (y_B - y_V)(\theta_{yB} - \theta_{yV})}{\Theta} \quad (4.3)$$

A nível de candidatos foi exigido que essa posição estivesse numa região um pouco maior que a de decaimento (entre 2 metros antes de SD3 e 2 metros após WA) e a nível das "strips" que estivesse dentro da região de decaimento. Dos eventos iniciais, aproximadamente 16% foram descartados devido a esse corte (a nível dos candidatos). A figura 4.5 mostra os eventos que passaram por esse critério. O pico em 1400 cm (posição de WA no sistema de coordenadas do programa de reconstrução) é devido ao fato que partículas que decaíram após WA tiveram o Z_V reconstruído de forma errada como se ocorressem em WA.

Um último corte realizado para a seleção dos eventos das "strips" foi feito sobre os limites da massa neutra faltante ao quadrado (M_X^2) (vide secção 2.1). No nosso caso, para a seleção de candidatos a $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, escolhemos eventos que tivessem o módulo da M_X^2 , sob a hipótese de que o híperon era o Ω^- e o bárion o Ξ^- ($\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$), menor que $0.06 \text{ GeV}^2/c^4$. Para a seleção da "strip" com candidatos ao $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ foi exigido que a M_X^2 , sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$, estivesse entre 1.15 e $1.32 \text{ GeV}^2/c^4$ (a massa ao quadrado do Λ^0 é $1.24 \text{ GeV}^2/c^4$).

Mostramos na figura 4.6 todos os eventos selecionados como candidatos ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Como é fácil ver, a partir daí ainda existe um longo caminho na procura de verdadeiros $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Não há, a esse nível, nenhum indício explícito de seu sinal nem mesmo do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, que é o fundo principal. Após essa primeira seleção, a análise em busca do decaimento radiativo começa exigindo sua diferenciação através das informações provenientes do espectrômetro dos fótons.

Resumindo, podemos dizer que desse processo uma série de arquivos com eventos caracterizados de forma diferente foram produzidos. O nível mínimo

Figura 4.5: Vértice do decaimento (sistema de coordenadas do programa de reconstrução); o pico em 1400 cm (posição de WA) representa eventos que decaíram entre WA e WB e tiveram seus vértices mal reconstruídos.

Figura 4.6: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$.

Figura 4.7: Várias etapas do tratamento de dados.

de critérios de seleção, exigindo apenas a boa qualidade da reconstrução, foi feito para a classificação dos candidatos². Uma série de outros arquivos foram produzidos com critérios de seleção mais rígidos, entre eles as várias “strips” com candidatos a decaimentos específicos.

4.5 Resumo

O tratamento de dados, prévio a análise dos mesmos, consistiu de várias etapas. A figura 4.7 esquematiza todo o processo. Como resultado final, obtivemos uma série de arquivos com amostras de dados diversas.

²arquivos que não tinham como preocupação a seleção de bons eventos, como por exemplo os que visavam conter eventos com informações sobre posições de detectores, também foram produzidos.

Listamos abaixo os cortes que selecionaram os eventos candidatos as “strips”:

- $\chi_Y^2/\nu < 4$
- $\chi_B^2/\nu < 2$
- $325 < P_Y < 425(\text{GeV}^2/c^4)$
- $R < 0.98$
- $\Theta < 100(\mu\text{rad})$
- Z_V dentro da região de decaimento
- M_X^2 com limites dependentes do decaimento específico

Para a “strip” com candidatos específicos ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e ao $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ os seguintes limites foram exigidos (respectivamente):

- $|M_X^2| < 0.06\text{GeV}^2/c^4$ (sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$)
- $1.15 < M_X^2 < 1.32\text{GeV}^2/c^4$ (sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$).

Capítulo 5

FRAÇÃO DO FEIXE SECUNDÁRIO NEGATIVO CONSTITUÍDO DE Ω^-

Dentre os decaimentos radiativos de híperons com $\Delta s = 1$, o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é o único que não tem sua razão de ramificação determinada. Como dito anteriormente, isto se deve principalmente ao fato do fluxo de Ω^- ser pequeno em relação ao de outras partículas no feixe de híperons e também por ser provavelmente o decaimento com menor razão de ramificação.

O feixe secundário negativo da E761 é constituído majoritariamente por pions e por híperons. Destes últimos, no entanto, apenas uma pequena fração corresponde aos Ω^- 's, sendo a maior parte constituída de Σ 's [37] (também no feixe secundário positivo, a maior fração dos híperons é a composta por Σ^+ [36]). Essa composição depende tanto do momento transversal de produção como do X de Feynman (X_f) e em nosso caso esses valores são, em média, 0.68 GeV/c e 0.47, respectivamente.

O primeiro passo na procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ consiste da determinação da fração do feixe secundário negativo correspondente aos Ω^- 's (f_{Ω^-}). Isto é importante não só pelo conhecimento da composição do feixe em si mas também

por possibilitar uma noção da sensibilidade de nossa experiência em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e por servir como fator de normalização na determinação do limite superior da razão de ramificação.

A sensibilidade em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é a capacidade de nossa experiência detectar esse decaimento. Ou seja, indica qual o limite mínimo da razão de ramificação que podemos chegar dentro de nossas condições experimentais. Já a importância dessa fração como fator de normalização decorre do fato de não termos, em nosso aparato experimental, nenhuma forma de identificar a partícula.

Neste capítulo, determinamos f_{Ω^-} através da análise dos decaimentos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Este último é importante não só nesta etapa da análise mas também por ser o decaimento cinematicamente mais semelhante ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, como veremos no próximo capítulo, e, portanto, seu principal decaimento de fundo.

5.1 Análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$

O $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ é o que possui maior razão de ramificação (67.8 ± 0.7)% [10] dentre os decaimentos do Ω^- . Pelo fato do K^- ser leve em relação ao Λ^0 , já que a massa de repouso do primeiro é de aproximadamente 0.5 GeV enquanto a do segundo de 1.1 GeV, a maior parte desses K^- 's atingem o veto Pi (vide sec. 3.1.3) e são, portanto, descartados pelo gatilho principal. Por esse motivo, usamos o gatilho secundário (sec. 3.2) na análise desse decaimento.

Esse gatilho seleciona os eventos que compõem o feixe secundário que tem bárions leves e que atingem o veto Pi. Durante a tomada de dados sob esse gatilho o TRD estava fisicamente fora do feixe já que os decaimentos procurados nessas condições não eram radiativos.

Analizamos conjuntamente todos os dados obtidos com esse gatilho, isto é, obtidos tanto com o ângulo positivo como o negativo de incidência do próton

Figura 5.1: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ – eventos tomados em 10 “runs” sob o gatilho secundário.

sobre o alvo (± 1.8 mrad). Posteriormente os analisamos de forma separada já que eles são independentes e servem então para a confirmação do resultado obtido. O número total de eventos analisados é de aproximadamente 40 milhões. Procuramos, no entanto, a f_{Ω^-} referente a todas as partículas de nosso feixe secundário e por isso é necessário conhecermos o número total de eventos e não somente os selecionados pelo gatilho secundário. Para tal, multiplicamos o número de eventos analisados pela razão entre o número de eventos selecionados a nível de GT1 e o de T3 (vide sec. 3.2) e temos um total equivalente a aproximadamente 550 milhões de eventos.

Mostramos na figura 5.1 parte desses eventos. Nenhum pico é visto na região da massa ao quadrado neutra faltante (M_X^2), sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$, correspondente a massa ao quadrado do Λ^0 ($1.24 \text{ GeV}^2/c^4$) [10]. Lembramos que esses eventos pertencem a “strips” de candidatos ao $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e, portanto, já com alguns cortes de seleção (sec. 4.5).

Two Body Decay Kinematic

Figura 5.2: $R \times \Theta$ – Cinemática para dois corpos na região do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$.

Assim como na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, o primeiro passo para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ consiste da determinação dos decaimentos de fundo. Para isso usamos os parâmetros cinemáticos R e Θ (vide 4.4, característicos de decaimentos de dois corpos). A figura 5.2 é uma amplificação da figura 4.3 na região cinemática do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. Verificamos que os principais decaimentos de fundo são o $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$, o $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ e o $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. O $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ também ocorre na mesma região cinemática mas estudos com eventos gerados por Monte Carlo mostram que sua aceitação em nosso aparato experimental é desprezível.

Para separarmos o sinal do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ dos eventos de fundo, usamos cortes sobre as variáveis cinemáticas R e Θ , sobre M_X^2 sob várias hipóteses e sobre o momento do híperon (P_Y). A primeira seleção se dá sobre M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$. Os limites aceitáveis para essa variável são dados pelo gráfico “a” da figura 5.3. Nela mostramos eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo e com a M_X^2 reconstruída sob várias hipóteses.

A separação em relação ao $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ se dá através de corte sobre M_X^2 sob a hipótese $K^- \rightarrow \pi^- X$. A figura 5.4 mostra eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo; o gráfico inicial (a) mostra estes eventos reconstruídos sob as hipóteses $K^- \rightarrow \pi^- X$. Já a figura 5.3 mostra eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo reconstruídos sob a hipótese $K^- \rightarrow \pi^- X$ (c). Através dessas figuras verificamos que um corte em torno da massa ao quadrado do π^0 sob a hipótese $K^- \rightarrow \pi^- X$ deve reduzir a taxa de $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ em relação a de $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ numa boa proporção.

Já os decaimentos $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ e $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ apresentam semelhanças na região cinemática do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ (vide fig. 5.2). Por este motivo, optamos por fazer cortes sobre R e Θ para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. As figuras 5.5 e 5.6 mostram respectivamente os decaimentos $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ e $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ gerados por Monte Carlo. O gráfico “c” de cada figura mostra a cinemática desses decaimentos na região do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e determina a região que deve ser cortada. Esta está representada na figura 5.7 que mostra os eventos reais após os cortes.

Listamos abaixo os valores dos cortes aplicados com o objetivo de separar o $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ dos decaimentos de fundo (excluímos, no entanto, os cortes nas variáveis R e Θ que foram mostrados graficamente):

- $1.20 < M_X^2 (\Omega^- \rightarrow K^- X)^1 < 1.28 (GeV^2/c^4)$
- $|M_X^2 (K^- \rightarrow \pi^- X) - 0.018| < 0.008 (GeV^2/c^4)$
- $345 < P_Y < 420 \text{ (GeV/c)}$
- $1 < Z_V < 8 \text{ (m)}$

onde o último, sobre a posição do vértice de decaimento (Z_V), foi feito para coincidir com a região de decaimento aceita na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, como veremos mais adiante.

A figura 5.8 mostra os dados que sobreviveram a esses cortes e a separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ em relação aos decaimentos de fundo aparece claramente.

---

¹os decaimentos entre parênteses indicarão a hipótese de massa assumida.

Figura 5.3: M_X^2 sob várias hipóteses para eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo - a) sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - b) sob $\Xi^- \rightarrow \pi^- X$ - c) sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ - d) sob $\Sigma^- \rightarrow \pi^- X$.

Figura 5.4: a) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.

THETA VS R

MX2zOXX

Figura 5.5: a) M_X^2 sob $\Sigma^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ - d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $\Sigma^- \rightarrow \pi^- \pi^-$ gerados por Monte Carlo.

Figura 5.6: a) M_X^2 sob $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ gerados por Monte Carlo.

Figura 5.7: $\Theta \times R$ – todos os eventos tomados com o gatilho secundário que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$.

O pico da M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ ocorre na região do Λ^0 e temos aí 1346 ± 112 eventos.

Observamos, ainda na mesma figura, pontos correspondentes a valores altos na M_X^2 que não entraram no ajuste da curva. Estes pontos correspondem a decaimentos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ que sofreram cortes em M_X^2 sob a hipótese $K^- \rightarrow \pi^- X$. Se observarmos os gráficos "b" e "d" da figura 5.3 verificamos que eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ quando reconstruídos sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ concentram-se em valores altos de M_X^2 e após os cortes sua presença diminui consideravelmente nessa região.

O próximo passo para a medida de f_{Ω^-} é a determinação da aceitação do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ por nosso aparato experimental e pelos cortes aplicados. A figura 5.9 mostra eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo que sobrevivem em nosso aparato experimental (incluindo as exigências do gatilho) aos mesmos cortes aplicados sobre os dados reais. De 100 mil eventos gerados 9622 sobreviveram e a aceitação (ϵ_{Λ^0}) ao $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ é 0.096 ± 0.001 .

Por último, é importante para fins de determinação da composição do feixe secundário, conhecermos a f_{Ω^-} em um ponto arbitrário. Por ora temos todas as informações necessárias para determinarmos essa fração em determinada região (a região de decaimento de nosso aparato experimental) e um fator de correção é necessário para determiná-la em uma posição fixa de nosso aparato experimental.

Escolheremos como esse ponto arbitrário a posição inicial da região de decaimento, ou seja, 13.6 metros a partir do alvo. Sendo assim precisamos corrigir a f_{Ω^-} de forma a incluir aqueles que não decaíram dentro da região de decaimento e que portanto não são aceitos nem pelo nosso programa de reconstrução dos dados nem pelo Monte Carlo.

A probabilidade de uma partícula com momento p e vida média τ decair numa região $z - z_0$ (com $z > z_0$) é dada por:

$$1 - e^{-\frac{(z-z_0)M}{pc\tau}} \quad (5.1)$$

Figura 5.8: M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - Dados tomados sob gatilho secundário que sobreviveram aos cortes para separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. 1346 ± 112 eventos se encontram na região deste decaimento.

Figura 5.9: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - Eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram em nosso aparato experimental aos mesmos cortes aplicados sobre os dados reais. De 100 mil eventos gerados, 9622 sobreviveram.

Tabela 5.1: Fator de correção para determinação da fração correspondente aos Ω^- 's por intervalo de momentos.

P (GeV/c)	RD	erro	DS	erro	FC	erro
324	0.946	0.019	0.054	0.019	1.058	0.032
332	0.942	0.019	0.058	0.019	1.062	0.032
340	0.938	0.018	0.062	0.018	1.067	0.031
348	0.933	0.018	0.067	0.018	1.071	0.030
356	0.929	0.017	0.071	0.017	1.076	0.030
364	0.925	0.017	0.075	0.017	1.081	0.029
372	0.921	0.016	0.079	0.016	1.086	0.029
380	0.916	0.016	0.084	0.016	1.091	0.028
388	0.912	0.016	0.088	0.016	1.096	0.028
396	0.908	0.015	0.092	0.015	1.102	0.027
404	0.903	0.015	0.097	0.015	1.107	0.027
412	0.899	0.014	0.101	0.014	1.113	0.027
420	0.894	0.014	0.106	0.014	1.118	0.026
428	0.890	0.014	0.110	0.014	1.124	0.026
média					1.089	0.008

Através dela podemos calcular a probabilidade do Ω^- decair dentro da região de decaimento (RD) e a probabilidade de decair depois dessa região (DS) será (1 - RD). O fator de correção será então:

$$\frac{DS}{RD} + 1 \quad (5.2)$$

Obtivemos fatores de correção para cada pequeno intervalo de momento e estes estão calculados na tabela 5.1. A seguir, na tabela 5.2, chegamos ao valor final do fator de correção (FC) ao pesarmos os fatores de cada intervalo de momento com o número de eventos obtidos naquele determinado intervalo.

Como já era esperado a maioria dos Ω^- 's decaíram dentro da região de decaimento e o fator de correção é quase igual a um. No entanto, apesar de ser pequeno continuamos utilizando-o por uma questão de rigor.

Tabela 5.2: Fator de correção para determinação da fração correspondente aos Ω^- 's final. São mostrados os valores correspondentes a análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

P_T (GeV/c)	fração de eventos ($\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$)	* FC	fração de eventos ($\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$)	* FC
324	0.000	0.000	0.011	0.012
332	0.000	0.000	0.003	0.003
340	0.000	0.000	0.017	0.018
348	0.016	0.018	0.018	0.019
356	0.088	0.094	0.101	0.109
364	0.249	0.269	0.167	0.181
372	0.100	0.108	0.221	0.240
380	0.198	0.216	0.161	0.176
388	0.102	0.112	0.114	0.125
396	0.155	0.171	0.063	0.069
404	0.067	0.074	0.078	0.086
412	0.030	0.033	0.041	0.045
420	0.000	0.000	0.004	0.004
428	0.000	0.000	0.003	0.003
soma	1.004	1.095	1.000	1.089

A f_{Ω^-} pode ser determinada da seguinte forma:

$$f_{\Omega^-} = \frac{N_{\Lambda^0} \times FC}{\varepsilon_{\Lambda^0} \times RR_{\Lambda^0} \times N_T} \quad (5.3)$$

onde

- $RR \equiv$ Razão de Ramificação ([10])
- $N_{\Lambda^0} \equiv$ número de $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^- = 1093 \pm 105$
- $N_T \equiv$ número total de eventos do feixe secundário negativo ~ 550 milhões

A fração do feixe secundário correspondente aos Ω^- 's, determinada a partir da análise do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$, é, portanto,

$$(4.1 \pm 0.3)10^{-3}\%$$

a 13.6 metros do alvo. O erro apresentado é estatístico e domina sobre o sistemático.

Como forma de conferir o resultado, procedemos de forma idêntica a aqui exposta para os dados divididos por ângulo de incidência dos prótons no alvo. Todos os resultados concordam entre si e são mostrados, juntamente com os parâmetros da equação 5.3, na tabela 5.3.

5.2 Análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$

Dos decaimentos em dois corpos do Ω^- com $\Delta s = 1$ já detectados, o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ é o que tem menor razão de ramificação $(8.6 \pm 0.4)\%$ [10]. Ainda assim ocorre em número muito maior que o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e é seu principal decaimento de fundo. Por este motivo, a separação de seu sinal é importante não só para a determinação da f_{Ω^-} como também para monitoração da

Tabela 5.3: Parâmetros necessários para o cálculo da fração do feixe secundário correspondente aos Ω^- 's. São mostrados os valores na análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ para o “run” como um todo e separado por ângulo de incidência dos prótons no alvo.

	$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ (total)	erro	- 1.8 mrad	erro	+1.8 mrad	erro
eventos	1346	112	653	84	730	122
FC	1.095	0.008				
aceitação	0.096	0.001	0.098	0.001	0.096	0.001
RR	0.678	0.007				
N_T	549394560		251689360		297705200	
f_{Ω^-}	4.1×10^{-5}	3×10^{-6}	4.3×10^{-5}	6×10^{-6}	4.1×10^{-5}	7×10^{-6}
	$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ (total)	erro	- 1.8 mrad	erro	+1.8 mrad	erro
eventos	2411	285	1509	194	931	304
FC	1.089	0.008				
aceitação	0.0167	0.0004	0.0184	0.0006	0.0158	0.0006
RR	0.086	0.004				
N_T	5.2×10^{10}		2.5×10^{10}		2.7×10^{10}	
f_{Ω^-}	3.5×10^{-5}	5×10^{-6}	3.7×10^{-5}	5×10^{-6}	3.1×10^{-5}	1×10^{-5}

Figura 5.10: a) $\Theta \times R$ b) M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ – eventos tomados (correspondentes a alguns “runs” sob gatilho principal).

análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Sendo assim a análise que desenvolveremos aqui terá, além da importância para a determinação da f_{Ω^-} , importância na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ propriamente dita e, por isso, continuará a ser desenvolvida no próximo capítulo.

A análise desse decaimento se dá com os dados obtidos com o gatilho principal, unindo, como na análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$, os dados tomados com ângulo de incidência dos prótons sobre o alvo positivo e negativo. São aproximadamente 280 milhões de eventos analisados e correspondem a aproximadamente 5.2×10^{10} eventos do feixe secundário. Parte desses dados são mostrados na figura 5.10. Ao compararmos o gráfico “a” desta com a figura 5.11, que é uma ampliação da figura 4.3 na região do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, podemos notar os dois principais fundos para o decaimento procurado, o $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ e o $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$. Já no gráfico “b” da primeira figura, podemos notar que a nível de “strips” nenhum sinal do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ é visto.

Figura 5.11: $\Theta \times R$ - Cinemática de dois corpos na região do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

Two Body Decay Kinematic

As figuras 5.12, 5.13 e 5.14 mostram respectivamente eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ e $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo. A análise dessas figuras permitiu, assim como as figuras 5.3, 5.4, 5.5 e 5.6 na análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$, a determinação dos cortes que devem ser aplicados para a separação do sinal do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

Para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ em relação ao $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, utilizamos limites para a M_X^2 sob a hipótese $K^- \rightarrow \pi^- X$. Os gráficos "c" da fig. 5.14 e "c" da fig. 5.12 mostram que um corte nessa variável pode reduzir bem a taxa de $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Já para a separação em relação ao $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$, podemos verificar que o ângulo de abertura Θ máximo para este decaimento (gráfico "c" da fig. 5.13) está bem abaixo do ângulo em torno do qual os $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ se concentram (gráfico "b" da fig. 5.12)². Sendo assim, os cortes aplicados nesta etapa da análise são:

- $|M_X^2 \text{ (sob } K^- \rightarrow \pi^- X) - 0.018| < 0.008 (GeV^2/c^4)$
- $0.63 < R < 0.98$
- $\Theta > 0.00065 \text{ (mrad)}$

Após aplicarmos estes cortes verificamos que nossa amostra ainda continuava contaminada, mas não mais pelos decaimentos conhecidos através da cinemática de dois corpos. Notamos que esses eventos eram mais abundantes na região de grande ângulo de abertura (grande Θ) e selecionamos a região cinemática mostrada na figura 5.15 para uma análise mais aprofundada.

A análise da posição do vértice de decaimento nos indicou a procedência de tais eventos. Ao compararmos os gráficos "a" e "b" da figura 5.16, onde o primeiro mostra a posição do vértice de decaimento para os dados selecionados e a segunda para eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo, verificamos que eles não se assemelham. Ao estudarmos melhor o gráfico "a",

²é claro que ao cortarmos na variável Θ perderemos a maioria dos eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ concentrados em R alto e Θ baixo, mas este se mostrou como o corte mais eficiente para a separação entre esses dois decaimentos.

MX2zOCX

THETA VS R

MX2zKXP

MX2zSPBX

Figura 5.12: a) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ b) $\Theta \times R$ c) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ d) M_X^2 sob $\Sigma^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ - eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.

Figura 5.13: a) M_X^2 sob $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ após todos os cortes - eventos $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p}\pi^0$ gerados por Monte Carlo.

THETA VS R

MX2ZOCX

Figura 5.14: a) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ após todos os cortes - eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.

Figura 5.15: $\Theta \times R$ - Seleção de eventos com Θ grande.

Figura 5.16: Vértice de decaimento para a) dados selecionados com θ grande - b) eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.

notamos que o primeiro pequeno “plateau” - indicado pela flecha - corresponde a região onde estava posicionada a janela do volume onde era mantido o SD3 a temperatura constante e seguido pelo início do reservatório contendo hélio. Isto, mais o fato de que o ângulo de abertura do “decaimento” de tais partículas é grande, nos indica que se trata de interações de partículas com o ar ou com o material existente na linha de feixe. O fato de que existe um aumento do número de vértices (gráfico “a” novamente) após o início do reservatório de hélio se deve ao fato de que a aceitação a essas interações aumenta a medida que elas se aproximam do TRD.

Verificamos que os seguintes cortes são eficientes para reduzir a presença dessas interações:

- $100 < Z_V < 800$ (cm)
- $P_Y - P_B < 115$ (GeV/c)

- $\Theta_{XB} > 0.0024$ (mrad)

onde Θ_{XB} é a projeção do ângulo de abertura da trajetória do bárion em relação a do híperon no plano xz em nosso sistema de coordenadas.

Esses tres cortes diferenciam um decaimento de dois corpos de interações. O primeiro leva em conta que o decaimento se dá de forma exponencial e, portanto, podemos descartar os decaimentos do final da região de decaimento que serão menos abundantes que os do início. Perdemos no entanto os decaimentos que ocorrem no primeiro metro desta região já que o número de interações aí é grande devido à presença, provavelmente, de vários cintiladores. O segundo corte leva em consideração o fato de que o momento transversal das partículas produzidas nas interações é tipicamente maior do que para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Por último, o fato das interações criarem secundários com momento maior implica nelas terem o Θ_{XB} menor do que o decaimento procurado. Mostramos na figura 5.17 a diferença entre os momentos do híperon e do bárion e o Θ_{XB} tanto para os eventos com grande Θ como para eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados po Monte Carlo.

Na figura 5.18 mostramos os dados após aplicarmos os cortes e o sinal do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ aparece claramente. O pico desta figura se dá sobre a M_X^2 correspondente a massa ao quadrado do π^0 e temos 2411 ± 285 eventos nesta região.

Usamos, mais uma vez, eventos gerados por Monte Carlo para obtermos a aceitação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ por nosso aparato experimental e após os cortes aplicados. O resultado está representado na figura 5.19. De 100 mil eventos gerados 1674 ± 41 sobrevivem, o que representa uma aceitação de $(1.67 \pm 0.04)\%$.

Substituindo os valores relativos ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ na equação 5.3, onde o número total de eventos é aproximadamente 5.2×10^{10} e o fator de correção 1.089^3 , chegamos ao seguinte valor para a fração do feixe correspondente aos Ω^- 's a 13.6 metros do alvo:

---

³os valores exatos estão listados na tabela 5.3.

$PzY - PzB$

$PzY - PzB$

$TXzB$

$TXzB$

Figura 5.17: $P_Y - P_B$ e Θ_{XB} para eventos com Θ grande (a direita) e eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo (a esquerda).

Figura 5.18: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ – dados tomados com o gatilho principal após aplicação dos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

Figura 5.19: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ – eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram aos cortes aplicados aos dados reais na separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$.

$$f_{\Omega^-} = (3.5 \pm 0.5)10^{-3}\%$$

Também neste caso analisamos os dados separados por ângulo de incidência dos prótons no alvo. Os resultados concordam entre si e estão dispostos na tabela 5.3.

5.3 Conclusão

A análise dos decaimentos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ nos leva ao mesmo resultado para a fração do feixe correspondente aos Ω^- . O resultado final é obtido pela média ponderada de ambos e determinamos que

$$f_{\Omega^-} = (3.9 \pm 0.3)10^{-3}\%$$

do feixe secundário negativo da E761, a 13.6 metros do alvo, é constituído de Ω^- .

Como dissemos no início deste capítulo, este resultado pode nos dar uma noção de qual a sensibilidade da E761 em relação ao decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Para isto precisamos avaliar, ainda que grosseiramente, qual será a aceitação em relação a este decaimento. Avaliando, através de estudos com dados gerados por Monte Carlo, que este será aproximadamente igual a metade da aceitação em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ chegamos a seguinte razão de ramificação (RR_γ) para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ no caso de termos um destes decaimentos entre nossos dados:

$$RR_\gamma = \frac{1 \times FC}{\epsilon_\gamma \times f_{\Omega^-} \times N_T} \quad (5.4)$$

Isto nos diz que a menor razão de ramificação que chegaremos estará na ordem de 10^{-4} . Este resultado é animador quando pensamos que o limite superior anteriormente obtido [39] é de 2.2×10^{-3} .

Capítulo 6

LIMITE SUPERIOR PARA A RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO DO $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$

Descreveremos neste capítulo a análise dos dados visando a procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. A fração f_{Ω^-} obtida indica que nossa experiência tem condições de determinar a razão de ramificação desse decaimento se esta estiver na ordem de 10^{-4} . No entanto, nossa análise mostra que, dentro de nossas condições experimentais, não existe nenhum sinal do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e com isso determina um novo limite superior para sua razão de ramificação.

A importância dessa pesquisa bem como sua dificuldade já foi tratada no início desta tese. Lembramos apenas que é, dentre os decaimentos radiativos de híperons com $\Delta s = 1$, o que apresenta complicações adicionais já que é o único que envolve a transição do decuplete do grupo SU(3) para o octeto, bem como é o único que envolve um bárion de spin 3/2.

A dificuldade experimental encontrada – além da dificuldade de produzir um fluxo razoável de Ω^- 's e da razão de ramificação do decaimento procurado ser pequena – consiste do fato de que o principal decaimento de fundo, o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, tem cinemática muito semelhante ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Este fato

aliado ao de que a taxa de decaimento do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ é no mínimo 100 vezes maior que a do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, torna a separação entre esses dois decaimentos o desafio de nossa análise.

Os dados analisados aqui são os mesmos usados na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, tomados com o gatilho principal e somam um total de aproximadamente 280 milhões de eventos.

6.1 Procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$

O primeiro passo na procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é a identificação dos decaimentos de fundo. A figura 5.11, que representa a cinemática de dois corpos, indica como tais os $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$, $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ e o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Os dois primeiros são indistinguíveis do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ na mesma região em que o são do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Assim, podem ser separados do decaimento radiativo da mesma forma que o foram do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, na determinação da f_{Ω^-} . A análise desta fração nos mostra também que além dos decaimentos de fundo, nossa amostra está contaminada por interações. O procedimento para diminuir esta contaminação será também idêntico ao utilizado na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Resta agora a separação entre este último e o decaimento procurado.

Essa separação é possível devido à informações do calorímetro de fótons. É nele que a energia proveniente do γ é medida. No entanto, aí também o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ tem semelhança com o decaimento procurado, já que seu π^0 decai em dois γ . Estes, da mesma forma que o γ proveniente do decaimento radiativo, são convertidos em uma das placas de aço do TRD e assim registram, também, sua energia no calorímetro. Descrevemos a seguir nosso procedimento para conseguirmos a separação desejada.

A reconstrução das trajetórias do híperon e do bárion nos permite extrapolar a posição onde a partícula neutra atinge o calorímetro. O γ , proveniente do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, terá toda sua energia concentrada em torno desse ponto enquanto os γ provenientes do π^0 depositarão a energia deste último

Figura 6.1: Calorímetro de fótons - esquema da região onde se concentra a energia do γ proveniente do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

de forma espalhada. A figura 6.1 esquematiza a energia depositada pelo γ do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Usando a informação da energia depositada ao redor da trajetória extrapolada, ou seja, da energia depositada no bloco que foi atingido por essa trajetória mais a energia dos blocos vizinhos a este, conseguimos separar os dois decaimentos. Exigimos que a razão entre essa energia e a energia total depositada no calorímetro (ϵ_f/ϵ_T) seja maior que 0.95.

No entanto, existe ainda o caso em que um dos γ provenientes do π^0 passa pelo buraco enquanto o outro atinge o calorímetro próximo a posição extrapolada da partícula neutra. Para não confundirmos esse último com um γ legítimo, proveniente do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, exigimos que a razão entre a energia total depositada no calorímetro e o momento faltante (momento do híperon menos momento do bárion) (ϵ_T/P_N) seja maior que 0.80.

Listamos abaixo todos os cortes utilizados na análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$:

- $|M_X^2 \text{ (sob } \Omega^- \rightarrow \Xi^- X)| < 0.06(\text{GeV}^2/c^4)$
- $|M_X^2 \text{ (sob } K^- \rightarrow \pi^- X) - 0.018| < 0.008(\text{GeV}^2/c^4)$
- $0.63 < R < 0.98$
- $\Theta > 650(\mu\text{rad})$
- $100 < Z_V < 800(\text{cm})$
- $\Theta_{XB} > 2.4(\mu\text{rad})$
- $\varepsilon_J/\varepsilon_T > 0.95$
- $\varepsilon_T/P_N > 0.80$

A figura 6.2 apresenta os dados após a aplicação desses cortes. O pico de M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ está na região da massa ao quadrado do π^0 indicando ainda a presença do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$. Nenhum sinal referente ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é visto. Aqui o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ nos serve como forma de monitorar a procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Ao compararmos essa figura com a 5.18, verificamos que conseguimos diminuir significativamente os eventos de fundo. Enquanto na fig. 5.18 temos a razão entre eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ e eventos de fundo próxima a 1/6, após os cortes relativos a energia depositada no calorímetro de fótons esta razão se encontra próxima a 3/2. Diminuímos, também, consideravelmente a presença do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$, já que anteriormente tínhamos 2411 ± 285 desses eventos e agora temos apenas 221 ± 29 .

Tudo indica que não temos nenhum $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ entre nossos dados. Para confirmarmos isto procedemos da seguinte forma: ajustamos a curva da figura 6.2 de forma diferente, exigindo agora, além da curva já existente, uma gaussiana centrada a esquerda do centro do pico do π^0 a uma distância equivalente à massa ao quadrado do π^0 e com a mesma largura do pico do π^0 . Este ajuste está representado na figura 6.3.

Figura 6.2: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob galilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

Figura 6.3: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob gatilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ - o ajuste forçou uma gaussiana centrada a $0.018 \text{ GeV}^2/c^4$ do pico do π^0 .

Figura 6.4: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - mesmo resultado apresentado na figura 6.2, só que forçando a amplitude da segunda gaussiana (fig. 6.3) a aumentar de forma que o χ^2 do ajuste aumente em 2.7 unidades para obtermos o limite máximo de eventos com 90% CL.

Verificamos que de fato não há nenhum evento com M_X^2 correspondente à massa ao quadrado do γ , já que ao invés de um pico obtemos um vale.

Precisamos agora verificar qual o número de eventos que determinará o limite superior da razão de ramificação com 90% de nível de confiança (90% CL). Para isto, exigimos novamente a gaussiana a partir do ajuste da fig. 6.2, mas agora forçando sua amplitude a aumentar de tal forma que o χ^2 do ajuste da fig. 6.2 aumente em 2.7 unidades. A fig. 6.4 representa este resultado que nos dá um máximo de 13 eventos (N_γ).

A pergunta a respeito de por que não utilizamos informações provenientes

do TRD deve ser feita. Durante o desenvolvimento de nossa análise foram adotados procedimentos intermediários utilizando essas informações desse detector. A extrapolação da trajetória do γ pode ser feita através das posições atingidas (“hits”) nas MWPC que integram o TRD. Um bom parâmetro para separar os γ legítimos dos provenientes do π^0 poderia ser um χ^2 reduzido da trajetória extrapolada (χ_{TRD}^2). Este χ_{TRD}^2 daria uma medida da dispersão dos “hits” nas MWPC em relação à trajetória extrapolada. Como os dois γ provenientes do π^0 tem ângulo finito entre suas trajetórias, o χ_{TRD}^2 deve ser maior para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ do que para o $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$.

Esse parâmetro foi essencial na análise do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ [5] utilizando dados tomados com feixe secundário positivo. No entanto não melhoramos nosso resultado¹ utilizando esse parâmetro. A figura 6.5 mostra a M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ para eventos que, além de sobreviverem aos cortes listados anteriormente, sobreviveram a um corte no χ_{TRD}^2 . Apesar de conseguirmos melhorar a razão entre eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ e eventos de fundo, a aceitação em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ diminui consideravelmente e com isso não melhoramos nosso resultado.

6.2 Determinação da Aceitação

Para determinarmos o limite superior precisamos ainda determinar a aceitação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ pelo aparato experimental e eficiência dos cortes aplicados (que chamaremos conjuntamente de eficiência). Esta é determinada por Monte Carlo com excessão dos cortes relativos ao calorímetro de fótons. A aceitação destes últimos em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ foi determinada a partir de estudos com uma amostra de fótons.

A figura 6.6 mostra eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram aos cortes aplicados na separação desse decaimento (com excessão dos relativos ao calorímetro de fótons). De 100 mil eventos 1640

---

¹o mesmo se mostrou verdadeiro na análise do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ [6]. É importante lembrar que a análise do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ usou dados do feixe de hiperons positivos e que, portanto, tinha o TRD posicionado mais adiante em Z do que na tomada de dados com feixe negativo.

Figura 6.5: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob gatilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ incluindo o referente ao parâmetro χ_{TRD}^2 .

Figura 6.6: M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ – eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram aos cortes aplicados nesta análise (com excessão aos relativos ao calorímetro de fótons).

sobreviveram e a aceitação parcial é 1.64%.

A amostra de fótons da qual extraímos a eficiência dos cortes relativos a energia depositada no calorímetro, vem da análise de dados tomados com feixe secundário positivo, mais especificamente da análise do decaimento $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ [5]. Um estudo feito com esses γ determina que a eficiência por estes cortes é de 57%.

No entanto, antes de confiarmos neste resultado, precisamos analisar se as diferenças existentes entre a tomada de dados no feixe positivo e a no feixe negativo, bem como se as diferenças entre a análise do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ e do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ são desprezíveis em termos da determinação dessa eficiência.

São tres as diferenças a serem verificadas: 1) o fato do γ vir do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ e não do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$; 2) o calorímetro de fótons se encontrar em posições diferentes durante a tomada de dados com feixe secundário positivo [5] e com negativo (fig. 2.1 e 3) a análise do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ usou informações do TRD enquanto a do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ não.

Verificaremos primeiro a diferença apontada pelo item 3 acima. Para a seleção de γ de nossa amostra, informações do TRD foram utilizadas através do parâmetro χ^2_{TRD} . A forma de verificar se esse parâmetro de seleção influi ou não na determinação da aceitação dos cortes referentes a energia no calorímetro, é comparar amostras de γ obtidas com valores diferentes desse parâmetro. Selecionamos, então, uma nova amostra de γ , agora obtidos com um χ^2_{TRD} diferente da primeira amostra mas suficiente para garantir sua pureza e chegamos a uma aceitação de 58% que é praticamente a mesma que a obtida com a primeira amostra.

Precisamos agora verificar a influência das diferenças apontadas pelos itens 1 e 2, que podem ser verificados conjuntamente, já que ambos se resumem a uma diferença na posição em que o γ atingirá o calorímetro. Esta diferença, por sua vez, só terá importância se o γ proveniente de nossa amostra atingir mais blocos BGO (vide 2.3.4) do que o proveniente do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Isto porque a resolução de energia varia significativamente em função do tipo de bloco usado.

Verificamos isto da seguinte maneira. Primeiro, separamos os dados da amostra de γ em eventos que atingiram os blocos de BGO e os que atingiram os blocos de vidro chumbado (que denominamos de $\overline{BGO}$). Temos, então, duas novas amostras e separamos cada uma delas em intervalos de energia, isto é, verificamos que porcentagem de cada amostra deposita um tanto de energia no calorímetro. Essas informações se encontram na tabela 6.1.

Calculamos, então, a aceitação desses eventos pelos cortes aplicados sobre a energia no calorímetro, isto é, aplicamos os cortes $\varepsilon_f/\varepsilon_T > 0.95$ e $\varepsilon_T/P_N > 0.80$ aos eventos de cada elemento da tabela 6.1, obtendo dessa forma a aceitação de cada elemento em relação aos γ . Esses valores estão na tabela 6.2.

Tabela 6.1: γ provenientes da análise do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ separados em 2 amostras - conforme o tipo de bloco que atinge - e distribuídos (porcentagem) por intervalo de energia.

Energia (GeV)	0 $\rightarrow$ 50	50 $\rightarrow$ 100	100 $\rightarrow$ 150
BGO	1.3	76.9	21.5
$\overline{BGO}$	8.7	90.1	1.2

Tabela 6.2: Aceitação (em %) dos cortes relativos a energia no calorímetro de fótons em relação aos γ provenientes da análise do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ em função do tipo de bloco e por intervalo de energia.

Energia (GeV)	0 $\rightarrow$ 50	50 $\rightarrow$ 100	100 $\rightarrow$ 150
BGO	100	60.4	52.0
$\overline{BGO}$	46.0	59.4	83.3

Em seguida, determinamos, entre os eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo, a porcentagem dos que atingem o BGO em função do intervalo de energia e também dos que não o atingem. Estes valores se encontram na tabela 6.3.

Pelos eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo, sabemos que 35% deles atingem o BGO enquanto os restantes 65% atingem os blocos de vidro chumbado. A aceitação final, relativa aos cortes na energia depositada no calorímetro de fótons, é obtida através da seguinte equação:

Tabela 6.3: Porcentagem dos γ oriundos de eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo em função do tipo de bloco e por intervalo de energia.

Energia (GeV)	0 $\rightarrow$ 50	50 $\rightarrow$ 100	100 $\rightarrow$ 150
BGO	15.6	70.6	13.8
$\overline{BGO}$	68.2	29.4	2.4

$$\sum_{j=1}^3 [(\epsilon_{aj\gamma} \times \epsilon_{ajMC})0.35 + (\epsilon_{nj\gamma} \times \epsilon_{njMC})0.65] \quad (6.1)$$

onde o índice a representa os eventos que atingem o BGO e o n os que não atingem ($\overline{BGO}$). Já o índice γ representa a aceitação vinda da amostra de γ , enquanto o MC indica as porcentagens de eventos vindos do Monte Carlo. A somatória se refere aos tres intervalos de energia definidos nas tabelas 6.2 e 6.3. Multiplicamos, portanto, os valores dos elementos equivalentes destas tabelas e ponderamos com a porcentagem de eventos que atingem ou não o BGO.

Com esse procedimento a aceitação de tais cortes em relação ao $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é de 56.2%. Este valor também não difere do obtido diretamente com a amostra de γ .

Concluimos, portanto, que as diferenças entre a amostra de γ provenientes da análise do $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ e os provenientes do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, podem ser desprezadas na determinação da aceitação dos cortes relativos à energia depositada no calorímetro de fótons, em relação ao decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Utilizaremos o valor de 56.2 para essa aceitação, já que é o mais cuidadosamente calculado.

A aceitação total (eficiência) tanto do aparato experimental como de todos os cortes aplicados na procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, é dada pela multiplicação das aceitações parciais, ou seja, da proveniente da simulação de eventos Monte Carlo e da amostra de γ proveniente de $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$. Sendo assim essa eficiência (ϵ_γ) é:

$$\epsilon_\gamma = 0.0092$$

6.3 Determinação do Limite Superior da Razão de Ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$

O limite superior da razão de ramificação ($RR_{\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma}$) do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ pode ser determinado pela seguinte equação:

$$RR_{\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma} < \frac{N_\gamma \times FC}{\epsilon_\gamma \times N_T \times f_{\Omega^-}} \quad (6.2)$$

Sua normalização é feita usando a f_{Ω^-} determinada no capítulo anterior e chegamos ao seguinte valor para este limite:

$$RR_{\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma} < 7.5 \times 10^{-4}$$

Este resultado reduz o anterior [39] em um fator de 2.9. É mais uma indicação [6] de que a razão de ramificação de decaimentos radiativos de híperons que não contém um quark u de valência é pequena. Também esse resultado está bem acima do limite de unitariedade calculado por Kogan e Shifman [13].

Capítulo 7

CONCLUSÃO

Determinamos um novo limite superior, de 7.5×10^{-4} (90% CL), para o decaimento radiativo do Ω^- , $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Com isso diminuimos o limite anterior [39] por um fator de aproximadamente 2.9. Determinamos, também, a fração do feixe de híperons negativos que é constituída por Ω^- , $(3.9 \pm 0.3)10^{-5}$ onde o erro é estatístico.

Nosso resultado, conjuntamente com os resultados já obtidos pela E761 [5, 38, 7, 6, 9], aumenta consideravelmente a estatística existente sobre os decaimentos radiativos dos híperons. Fica confirmado a distância entre os modelos existentes para esses decaimentos e os resultados experimentais. Devemos destacar que existe um modelo que consegue descrever tanto a razão de ramificação como o parâmetro de assimetria para algum destes decaimentos, este é o modelo de troca de W, calculado através das regras de soma da QCD [12], que tem resultados coerentes com os experimentais para o decaimento $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$. No entanto, não há ainda nada que descreva os decaimentos radiativos de híperons em seu conjunto.

O limite superior que determinamos nesta tese descarta o modelo de quark único (vide tab. 1.2) e os diagramas pinguim (tab. 1.3) como contribuição principal ao decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Se ainda não existe nenhum modelo que descreva o conjunto dos decaimentos radiativos de híperons, no caso

particular do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ o quadro é ainda mais difícil, já que nenhum dos modelos se aproximam do resultado experimental obtido.

O limite de unitariedade [13] (tab. 1.3), no entanto, continua válido para o limite superior que estabelecemos. Nosso resultado sugere que Kogan e Shifman também estão corretos ao apontarem que os diagramas com “loops” são dominantes para os decaimentos radiativos de híperons negativos. Baseados no fato do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ (bem como o $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$) não possuir quark u em seu estado inicial, apresentam esses diagramas como alternativa para os diagramas do tipo árvore. Se considerarmos a previsão desses autores [13] para a razão entre as razões de ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ e do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ [6], veremos que ela também, até agora, é válida.

No entanto, existe ainda uma pequena discrepância entre o valor calculado por Kogan e Shifman [13] para a razão de ramificação do $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ e o resultado experimental [6], o que é indício de uma avaliação superestimada da parte real da amplitude.

A compreensão dos mecanismos dos decaimentos radiativos de híperons continua aberta. A E761 contribuiu com resultados baseados em alta estatística que confirmam a insuficiência dos modelos existentes para explicar os resultados experimentais. Instrumentos para a compreensão da inter-relação entre as forças eletrofracas e fortes, a pesquisa tanto teórica como experimental desses decaimentos continua aberta e necessária.

Obtivemos, com os dados da E761, resultados bastante precisos para o único decaimento radiativo de híperon positivo, $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ [5]. No entanto, ainda é necessária a pesquisa experimental dos decaimentos radiativos de híperons negativos. A determinação da razão de ramificação e do parâmetro de assimetria, tanto do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ como do $\Omega^- \rightarrow \Xi(1530)^- \gamma$, como do parâmetro de assimetria do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$, pode trazer informações importantes para a compreensão dos decaimentos radiativos.

A determinação de f_{Ω^-} por nós estabelecida mostra que não estamos longe de verificarmos o limite de unitariedade com a determinação da razão de ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Não sendo objetivo principal da E761, a aceitação desse decaimento era bastante pequena. Um estudo de como melhorar esta

aceitação pode ser um caminho para sua observação experimental.

Vemos assim, que ao lado das grandes experiências em busca do último quark a ser experimentalmente descoberto, bem como do bóson de Higgs, existem ainda mistérios a serem desvendados que auxiliariam na compreensão da natureza no que diz respeito a sua microestrutura.

Lista de Figuras

1.1	Decaimentos radiativos de híperons no octeto de spin 1/2 e decuplete de spin 3/2.	6
1.2	Diagrama para representação geral do modelo de quark único.	9
1.3	Diagramas de curto alcance para decaimentos radiativos de bárions.	10
1.4	Diagramas com troca de W.	11
1.5	Diagramas Pinguim típicos para $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ [14].	12
1.6	Parte imaginária da amplitude de transição do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	14
1.7	Resultado anterior à E761 [39]: M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$. O histograma corresponde aos candidatos ao decaimento radiativo enquanto a linha tracejada a eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo e a linha contínua a eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$. Nenhum evento $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ é observado.	17
2.1	Espectrômetro - E761 - configuração para feixe secundário negativo.	20
2.2	PC3 - Feixe primário com angulo de incidência positivo no alvo.	21
2.3	Canal do "Hyperon Magnet" - colimador do feixe secundário.	23
2.4	Mapa do campo magnético do "Hyperon Magnet".	24
2.5	Alvo.	25
2.6	Espectrômetro dos híperons - feixe secundário negativo.	28
2.7	Espectrômetro dos bárions - feixe secundário negativo.	31
2.8	Espectrômetro dos fótons - feixe secundário negativo.	33
2.9	Um módulo do "Transition Radiation Detector".	35
2.10	Número médio de quanta de radiação de transição X (N_γ) detectado por módulo do TRD em função do fator de Lorentz para e^- e π^-	37

2.11	Primeira parte do calorímetro eletromagnético - "Front Lead Glass".	39
2.12	Segunda parte do calorímetro eletromagnético - "Main Lead Glass"	40
3.1	Posição dos cintiladores do gatilho T1 no espectrômetro dos híperons.	44
3.2	Posição dos cintiladores do gatilho T2 no espectrômetro dos fótons e do gatilho T3 no espectrômetro dos bárions.	47
3.3	Sistema de Aquisição de Dados: informações vindas dos detectores são lidas do CAMAC para o ACP e então transferidos para o VAX 11/780.	51
4.1	χ^2 reduzido para o a) híperon (2 a 4 graus de liberdade), b) bárion (25 ou menos graus de liberdade) - eventos "candidatos".	60
4.2	Distribuição do momento do híperon - eventos "candidatos" - para dados tomados com ângulo de incidência do próton no alvo de ± 1.8 mrad.	61
4.3	$R (P_B/P_Y) \times \Theta$: Cinemática para o Decaimento de Dois Corpos.	62
4.4	$R (P_B/P_Y) \times \theta$ - dados reais.	63
4.5	Vértice do decaimento (sistema de coordenadas do programa de reconstrução); o pico em 1400 cm (posição de WA) representa eventos que decaíram entre WA e WB e tiveram seus vértices mal reconstruídos.	65
4.6	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$	66
4.7	Várias etapas do tratamento de dados.	67
5.1	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ - eventos tomados em 10 "runs" sob o gatilho secundário.	71
5.2	$R \times \Theta$ - Cinemática para dois corpos na região do decaimento $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$	72
5.3	M_X^2 sob várias hipótese para eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ gerados por Monte Carlo - a) sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - b) sob $\Xi^- \rightarrow \pi^- X$ - c) sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ - d) sob $\Sigma^- \rightarrow \pi^- X$	74
5.4	a) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.	75

5.5	a) M_X^2 sob $\Sigma^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ - d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $\Sigma^- \rightarrow \pi^- X$ gerados por Monte Carlo.	76
5.6	a) M_X^2 sob $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow K^- X$ após todos os cortes - eventos $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ gerados por Monte Carlo.	77
5.7	$\Theta \times R$ - todos os eventos tomados com o gatilho secundário que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$	78
5.8	M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - Dados tomados sob gatilho secundário que sobreviveram aos cortes para separação do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$. 1346 $\pm$ 112 eventos se encontram na região deste decaimento.	80
5.9	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow K^- X$ - Eventos $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ ge- rados por Monte Carlo que sobreviveram em nosso aparato ex- perimental aos mesmos cortes aplicados sobre os dados reais. De 100 mil eventos gerados, 9622 sobreviveram.	81
5.10	a) $\Theta \times R$ b) M_X^2 sob hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - eventos tomados (correspondentes a alguns "runs" sob gatilho principal).	86
5.11	$\Theta \times R$ - Cinemática de dois corpos na região do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	87
5.12	a) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ b) $\Theta \times R$ c) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ d) M_X^2 sob $\Sigma^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ - eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.	89
5.13	a) M_X^2 sob $\Sigma^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ após todos os cortes - eventos $\Sigma^- \rightarrow \bar{p} \pi^0$ gerados por Monte Carlo.	90
5.14	a) M_X^2 sob $K^- \rightarrow \pi^- X$ b) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ c) $\Theta \times R$ d) M_X^2 sob $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ após todos os cortes - eventos $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.	91
5.15	$\Theta \times R$ - Seleção de eventos com Θ grande.	92
5.16	Vértice de decaimento para a) dados selecionados com θ grande - b) eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo.	93
5.17	$P_Y - P_B$ e Θ_{XB} para eventos com Θ grande (a direita) e eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo (a esquerda).	95
5.18	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados com o gatilho principal após aplicação dos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	96

5.19	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram aos cortes aplicados aos dados reais na separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	97
6.1	Calorímetro de fótons - esquema da região onde se concentra a energia do γ proveniente do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	102
6.2	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob gatilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	104
6.3	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob gatilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ - o ajuste forçou uma gaussiana centrada a $0.018 \text{ GeV}^2/c^4$ do pico do π^0	105
6.4	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - dados tomados sob gatilho principal que sobreviveram aos cortes para a separação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ incluindo o referente ao parâmetro χ_{TRD}^2	107
6.5	M_X^2 sob a hipótese $\Omega^- \rightarrow \Xi^- X$ - eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo que sobreviveram aos cortes aplicados nesta análise (com excessão aos relativos ao calorímetro de fótons.	109

Lista de tabelas

1.1	Resultados experimentais prévios a E761 [10].	7
1.2	Razões de Ramificação calculadas por Gilman and Wise [11]. .	9
1.3	RR e α previstos por modelos comparados com os resultados experimentais anteriores a E761.	15
3.1	Dimensões dos Cintiladores Utilizados no Sistema de Gatilho Principal.	45
5.1	Fator de correção para determinação da fração correspondente aos Ω^- 's por intervalo de momentos.	82
5.2	Fator de correção para determinação da fração correspondente aos Ω^- 's final. São mostrados os valores correspondentes a análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	83
5.3	Parâmetros necessários para o cálculo da fração do feixe secundário correspondente aos Ω^- 's. São mostrados os valores na análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ e do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$ para o "run" como um todo e separado por ângulo de incidência dos prótons no alvo.	85
6.1	γ provenientes da análise do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ separados em 2 amostras - conforme o tipo de bloco que atinge - e distribuídos (porcentagem) por intervalo de energia.	110
6.2	Aceitação (em %) dos cortes relativos a energia no calorímetro de fótons em relação aos γ provenientes da análise do $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$ em função do tipo de bloco e por intervalo de energia.	111
6.3	Porcentagem dos γ oriundos de eventos $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ gerados por Monte Carlo em função do tipo de bloco e por intervalo de energia.	111

Índice

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	E761 – Um Enigma Eletrofraco: Decaimentos Radiativos de Híperons	5
1.2	O Decaimento Radiativo $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	7
1.2.1	Considerações Teóricas	8
1.2.2	Considerações Experimentais	13
2	FEIXE, ALVO, DETECTORES E GEOMETRIA	18
2.1	Feixe Primário: Prótons a 800 GeV/c	19
2.2	Produção de Híperons: Alvo, Imã e Feixe Secundário	22
2.3	O Espectrômetro	26
2.3.1	Espectrômetro dos Híperons	27
2.3.2	Região de Decaimento	29
2.3.3	Espectrômetro dos Bárions	30
2.3.4	Espectrômetro dos Fótons	32
3	AQUISIÇÃO DE DADOS - GATILHOS E PROCESSAMENTO	41
3.1	Sistema Principal de Gatilhos	43
3.1.1	T1 – Primeiro Nível de Gatilho	43
3.1.2	T2 – Segundo Nível de Gatilho	46
3.1.3	T3 – Terceiro Nível de Gatilho	48
3.2	Sistema Secundário de Gatilhos	49
3.3	Sistema de Aquisição de Dados	51
4	TRATAMENTO DE DADOS	54
4.1	Alinhamento dos Detectores	55

4.2	Calibração dos Momentos dos Bárions e dos Híperons	56
4.3	Calibração do Calorímetro de Fótons	57
4.4	Filtragem e Seleção dos Dados	58
4.5	Resumo	67
5	FRAÇÃO DO FEIXE SECUNDÁRIO NEGATIVO CONSTITUÍDO DE Ω^-	69
5.1	Análise do $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$	70
5.2	Análise do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \pi^0$	84
5.3	Conclusão	98
6	LIMITE SUPERIOR PARA A RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO DO $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	100
6.1	Procura do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	101
6.2	Determinação da Aceitação	108
6.3	Determinação do Limite Superior da Razão de Ramificação do $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	112
7	CONCLUSÃO	114

Referências

- [1] T.D.Lee; *Symmetries, Asymmetries and the World of Particles.*, University of Washington Press (1988).
- [2] J.Brun; *Os Pré Socráticos.*; Biblioteca Básica de Filosofia, Lisboa (1968).
- [3] C.H.Woo; *Mission Impossible? – A Look at Some Setbacks in the Search for Elementary Matter and for Universal Symmetries.*, Zentrum für Interdisziplinäre Forschung, Univ. Bielefeld, Germany.
- [4] F.Dyson; *Infinite in All Directions*, Harper & Row Publishers Inc., New York (1988).
- [5] M.Foucher *et al* (E761 Collaboration); *Measurement of the Asymmetry Parameter in the Hyperon Radiative Decay $\Sigma^+ \rightarrow p \gamma$.*, Phys. Rev. Lett. 68(12),3004 (1992).
- [6] T.Dubbs *et al* (E761 Collaboration); *Measurement of the Branching Ratio, and Asymmetry Parameter for the $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ Radiative Decay.*, Fermilab-Pub-93/226-E E761 (1993); submetido a Phys. Rev. Lett.
- [7] A.Morelos *et al* (E761 Collaboration); *Polarization of Σ^+ e $\bar{\Sigma}^-$* , Phys. Rev. Lett. 71(14),2172 (1993).
- [8] A.Morelos *et al* (E761 Collaboration); *Measurements of the Magnetic Moments of Σ^+ e $\bar{\Sigma}^-$ Hyperons*, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [9] J.R.Mahon; *Estudo do Decaimento Radiativo $\bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{p} \gamma$.*, PhD thesis, Universidade de São Paulo, Brasil (1993).
- [10] Review of Particle Properties, Physical Review D45, Part 2 (1992).

- [11] F.J.Gilman e M.B.Wise; *Radiative Weak Decays of Barions as Single-Quark Transitions*, Phys. Rev. D **19**(3),976(1979).
- [12] I.I.Balitsky, V.M.Braun e Kolesnichenko; *Radiative Decay $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ in Quantum Chromodynamics*, Nuc. Phys. B **312**,509(1989).
- [13] Ya.I.Kogan and M.A.Shifman; *Once More on Weak Radiative Decays* Yad.Fiz. **38**,1045(1983); Sov.J.Nucl.Phys. **38**, 628 (1983).
- [14] J.O. Eeg; *The Process $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ as a Possible Test of the Penguin Diagram*, Z. Phys. C**21**, 253 (1984).
- [15] K.Kleinknecht; *Detectors for Particles Radiation*, Cambridge University Press (1986).
- [16] F.Sauli; *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*,CERN 77-09 (1977).
- [17] A.Denisov et al;*Performance of the E715 Transition Radiation Detector*, Proceedings of Santa Fe Meeting, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 358(1984).
- [18] V.Grachev et al;*Transition Radiation Detectors in Hyperon Experiments at Fermilab*, Proceedings of the Symposium on Particle Identification at High Luminosity Hadron Colliders, Fermi National Accelerator Laboratory, IL, USA (1989).
- [19] Lecroy Nuclear Products Catalog (1989).
- [20] S.Hansen and S.Bracker; *Smart Camac Controller (SCC) Specifications*, Fermilab HN0063 (1987).
- [21] S.Hansen et al; IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-34, 1003(1987); Fermilab PN333 (1987).
- [22] M.Bernett et al; *Smart Crate Controller Operating System Users Reference Guide*, Fermilab PN0314 (1988).
- [23] M.Bernett et al; *Software for the Fermilab Smart Crate Controller*, Fermilab PN0330 (1987).

- [24] *VME Readout Buffer (RBUF) Specifications*, Fermilab HN0082, (1989).
- [25] R.Vignoni *et al*; *Fermilab Fast Parallel Readout System for Data Acquisition*, Fermilab PN331 (1987).
- [26] *ACP68020 CPU Module 68KCPU*, Fermilab HN0071, (1986).
- [27] *ACP User's Guide for Utilities*, Fermilab GA0002, (1987).
- [28] V.Golovtsov; *CROS - Chamber Readout System*, Fermilab, Nota Interna, H-note 289 (1985).
- [29] J.R.Mahon, C.Escobar; *New Geometry for the $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ Decay and Some Thoughts on its Normalization*, Fermilab , Nota Interna,, H-note 361 (1989).
- [30] D.Chen, J.R.Mahon, M.Foucher; *Hype2 Magnet Mapping*, Fermilab, Nota Interna, H-note 361 (1989).
- [31] D.Chen, J.R.Mahon; *Field Mapping Studies of BM109's*, Fermilab, Nota Interna, H-note 397 (1989).
- [32] P.Gouffon; *History of E761 Alignments*, Fermilab Nota Interna, H-note 494 (1991).
- [33] P.Gouffon; *SSDALIGN, SSD Alignment Program*, Fermilab Nota Interna, H-note 335 (1987).
- [34] T.Dubbs; *TRD, WT Alignment Procedure*, Fermilab Nota Interna, H-note 504 (1991).
- [35] P.Cooper *et al*; *LED Test of Lead Glass Counter*, Fermilab, Nota Interna, H-note 376 (1989).
- [36] I.F.Albuquerque; *Σ^+ Fraction in the E761 Secondary Positive Beam*, Fermilab, Nota Interna, H-note 555 (1992).
- [37] E.Jastrzembski; *Hyperon Fluxes at 800 GeV*, Fermilab Nota Interna, H-note 223 (1985).

- [38] D.Chen *et al* (E761 Collaboration); *First Observation of Magnetic Moment Precession of Channeled Particles in Bent Crystals*, Phys. Rev. Lett. **69**,3286 (1992).
- [39] M.Bourquin *et al*; *Measurement of Ω^- Decay in the CERN SPS Hyperon Beam*, Nucl. Phys. B **241**, 1 (1984).