

SBI-IFUSP



305M810T3722

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Fotoprodução de Kaons e Híperons em Deutério

Ana Cecília de Souza Lima

João D. T. Arruda Neto

Tese de Doutorado apresentada
ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para
a obtenção do Título de Doutor
em Ciências na área de Física.

Orientador: Prof. Dr. João D. T. Arruda Neto (IFUSP)
Co-orientador: Prof. Dr. Barry L. Berman (GWU - USA)

Banca Examinadora:
Prof. Dr. João D. T. Arruda Neto (Orientador)
Prof. Dra. Alinka Lepine (IFUSP)
Prof. Dra. Eliane A. Veit (UFRGS)
Prof. Dr. Dirceu Pereira (IFUSP)
Prof. Dr. Sergio José B. Duarte (CBPF)

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3722

ex. 1

São Paulo
2002

Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

def. 09/09/02

539.75
L732d
D
ex. 1

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

Lima, Ana Cecília de Souza

Fotoprodução de Kaons e Híperons em Deutério.
São Paulo, 2002

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Departamento Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. João Dias de T. Arruda Neto
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Meson Production;
2. Photoproduction Reaction;
3. Nuclear Reactions involving Few-nucleons Systems.

USP/IF/SBI-054/2002

Aos
meus pais,
Therezinha e Vicente.

Agradecimentos

Eu não poderia ter realizado este trabalho sem a contribuição e apoio de muitas pessoas importantes para mim. Portanto, eu gostaria de agradecer a todas estas pessoas que me acompanharam na realização desta tese.

Inicialmente, eu gostaria de agradecer ao prof. Dr. João Arruda Neto, pela oportunidade de ter seguido nesta área da Física Nuclear e pela experiência de trabalhar com ótimos físicos de diferentes laboratórios.

Ao prof. Dr. Barry Berman, pela oportunidade de trabalhar no Jefferson Lab, pelo tratamento sempre gentil e otimista e ainda, pelo suporte.

Ao prof. Dr. Bernhard Mecking, por permitir que eu fizesse parte do grupo de pessoas que trabalharam no seu experimento, pelas pacientes explicações durante as muitas discussões sobre a análise de dados.

À Ioana Niculescu e Gabriel Niculescu, por todo o auxílio e pelas inúmeras explicações.

Ao Luc Murphy, por toda a parte de instrumentação que aprendi no interior do *Hall B*.

Ao Eugene Pasyuk, pela experiente supervisão de toda a parte de *offline* que me permitiu aprender muito sobre calibrações e programação.

Ao John McNabb, por colocar ao meu dispor todos os resultados experimentais do seu trabalho.

Ao corpo técnico do Jefferson Lab que possibilitou a realização do experimento com grande sucesso.

Ao corpo técnico do LAL, pelo auxílio na solução dos problemas diários.

Ao pessoal da biblioteca do IFUSP: Léia, Zezinho, Silvana e Fátima, por todo auxílio e dedicação que com o tempo nos tornaram amigos.

Às meninas da secretaria: Teresa e Sandrinha, pela eficiência e pelos almoços maravilhosos.

Aos amigos: João Pacheco, Paulo de Tarso, Militão, Carlos Takyia, Ricardo Barbosa, Maurício, David, Eduardo, Zwinglio, Cesar, Ramon, por tornarem o dia-a-dia mais agradável resultando neste ambiente descontraído no qual trabalhamos.

À Shan e ao Ruy, amigos deste longo período de USP.

Ao Marcelo, Rodrigo e Reinaldo, mesmo longe, muito presentes na minha vida.

Ao Edson, pela força e otimismo que sempre me motivaram.

À Vanessa, por nunca esquecer, mesmo tão longe.

À Marlete, pelas conversas francas.

À Adriana, pela deliciosa surpresa dessa nova amizade. E pela enorme ajuda e apoio nos últimos meses.

Ao Alfredo, pelas longas conversas sobre o aparato experimental, pelas muitas correções e sugestões invariavelmente oportunas. E também, pelos bons momentos de descontração.

Ao Wanderley, pela enorme disposição, sempre me oferecendo ajuda e munido de muita paciência, superando qualquer expectativa. Pelos ótimos cafés também.

No decorrer deste trabalho tive a oportunidade de conhecer diversas pessoas muito interessantes e de fazer boas amizades. Tive destes novos amigos o mesmo apoio e carinho que sempre encontrei nos amigos de muito tempo. E foram estas amizades que tornaram a minha estadia nos Estados Unidos um período marcante da minha vida dando-me a certeza de que todos os amigos que tenho foram essenciais para que eu realizasse este trabalho.

À Julie, Joe, Mina, Ji Li, Marco Mirazita, Marco Battaglieri, Raffaella, Sasha, Olivier, Balinda, Maud, pelas várias oportunidades de descontração.

À Caroline, pela convivência sempre alegre, com ótimos momentos de descontração e pelos deliciosos pães que sempre preparava para mim.

À Silvia, carina, pela amizade a primeira vista.

Ao Federico, pelas longas conversas que nos tornaram tão próximos e pelos ótimos jantares no *residence facility*.

Ao Matthieu, por ser incrivelmente generoso e amável. E ainda, pela enorme ajuda e ótimas dicas.

Ao Maurizio, caro Mauri, pela grande ajuda e por estar sempre ao meu dispor.

À Ulrike, pelo carinho e atenção sempre acompanhados de um bom café e muita discussão sobre trabalho e também sobre a vida.

Ao Jörn, caríssimo, por toda a ajuda e pela imensa demonstração de amizade.

À minha família, por estar ao meu lado, sempre.

Conteúdo

Agradecimentos	iii
Resumo	vii
Abstract	viii
I Teoria	1
1 Parte Teórica	2
1.1 Introdução	2
1.2 Interações Eletromagnéticas	8
1.3 Mésons	10
1.3.1 Mésons Kaons	11
1.4 Fotoprodução	13
1.4.1 Formalismo Cinemático	17
1.4.2 A reação $D(\gamma, K^+)YN$	19
1.4.3 Interação de Estado Final da reação $D(\gamma, K^+)YN$	21
1.5 Resultados Experimentais Existentes	22
2 Motivação e Objetivos	26
2.1 Motivação	26
2.2 Objetivos	28
II Parte Experimental	30
3 Aparato Experimental	31
3.1 Introdução	31
3.2 CEBAF - Continuous Electron Beam Accelerator Facility	32
3.3 HALL B	36
3.4 Espectrômetro de Grande Aceitação (CLAS - CEBAF Large Acceptance Spectrometer)	39

3.4.1	Sistema Toroidal	40
3.4.2	Sistema de Câmaras de Arrasto (The CLAS Drift Chamber System)	41
3.4.3	Cintiladores de Tempo de Vôo (TOF - Time-of-flight System)	48
3.4.4	Calorímetros Eletromagnéticos (EC - Electromagnetic Calorimeters)	50
3.4.5	Contadores (Start-Counter)	54
3.5	Sistema de Marcação de Bremsstrahlung (Bremsstrahlung Tagging System)	56
3.6	Colimadores	59
3.7	Alvo	59
4	Reconstrução	60
4.1	Introdução	60
4.2	Processamento dos Dados	60
4.2.1	Pré-processamento	61
4.2.2	Calibrações	61
4.2.3	Monitoração	65
4.2.4	Filtragem	65
4.2.5	<i>Cooking</i>	66
III	Análise de Dados	68
5	Identificação de Partículas	69
5.1	Introdução	69
5.2	Identificação de Partículas	70
5.3	Determinação da Massa Faltante	75
5.4	Determinação dos Híperons	78
6	Aceitação	94
6.1	Introdução	94
6.2	Simulação	94
6.2.1	Gerador de Eventos	95
6.2.2	GSIM	95
6.2.3	Reconstrução	96
6.3	Cálculo da Aceitação	97
7	Obtenção da Seção de Choque	101
7.1	Introdução	101
7.2	Cálculo das Seções de Choque	102
7.2.1	Obtenção de Σ^o	102
8	Resultados e Conclusões	115
8.1	Perspectivas	117

Resumo

Com o objetivo de investigar a fotoprodução de kaons na região de energias intermediárias, foram realizadas medidas de seção de choque de fotoprodução de híperons utilizando o deutério como alvo, entre 0,50 e 2,95 GeV. Para a obtenção das medidas foi utilizado o acelerador de elétrons do TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) localizado na Virginia, USA.

Foram obtidas seções de choque de fotoprodução para as reações $\gamma(p, K^+)\Lambda$, $\gamma(p, K^+)\Sigma^0$, $\gamma(n, K^+)\Sigma^-$. Observou-se a estrutura de interferência na proximidade do limiar de produção de Σ^0 , previsto teoricamente.

As seções de choque obtidas foram comparadas com o modelo teórico existente fornecendo informações fundamentais para uma elaboração teórica mais consistente.

Foram ainda, observados $\Sigma(1385)$ com grande resolução abrindo possibilidades de realizar um estudo muito interessante desta produção.

Abstract

Kaon photoproduction on deuterium was investigated and the differential cross sections were determined using the data obtained in Hall B at TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility). Real photons were produced in the range covered from 0.50 to 2.95 GeV.

The cross section for kaon production reactions $\gamma(p, K^+)\Lambda$, $\gamma(p, K^+)\Sigma^0$, $\gamma(p, K^+)\Sigma^-$ were obtained. The interference structure near the production threshold of Σ^0 , predicted theoretically, was revealed.

Theoretical model was compared to the cross section obtained and fundamental informations became available in order to improve the consistence of the model existent.

At last, $\Sigma(1385)$ were identified with good resolution conducting to interesting investigation in the future.

Parte I

Teoria

Capítulo 1

Parte Teórica

1.1 Introdução

A Física Nuclear contemporânea tem destinado uma fração considerável da sua atividade de pesquisa para o estudo dos processos físicos que ocorrem na região de energias intermediárias. E, conseqüentemente, importantes avanços no sentido de compreender os constituintes da matéria e a natureza de suas interações têm sido alcançados.

O núcleo, tradicionalmente, tem sido utilizado como laboratório para a realização das investigações sobre os constituintes da matéria. Concomitantemente, a descrição do núcleo tem sofrido alterações fundamentais advindas da seqüência de sondagens efetuadas com resoluções cada vez maiores. Para cada nível de resolução, diferentes graus de liberdade são necessários para a descrição quantitativa dos fenômenos nucleares.

Inicialmente, era considerada a existência de um núcleo no centro do átomo baseada nos modelos de Rutherford¹ e Bohr² que associados à hipótese de de Broglie³ sobre o comportamento dual (onda-partícula) da matéria acabou por culminar no surgimento da Mecânica Quântica, apresentada por Heisenberg e Schroedinger em 1925.

¹O modelo de Rutherford se baseia nos resultados experimentais por ele obtidos através do espalhamento de partículas α que comprovaram a existência de um núcleo atômico carregado na parte central do átomo.

²Bohr introduziu a idéia da quantização do átomo e da ocorrência de emissão de radiação eletromagnética.

³Segundo a hipótese de de Broglie, uma partícula material tem associada a ela uma onda de matéria que governa o seu movimento, assim como o fóton tem associada a ele uma onda luminosa que governa o seu movimento.

O núcleo é tratado pela mecânica quântica como sendo um sistema não-relativístico de muitos corpos onde são utilizados potenciais estáticos no tratamento de espalhamento de dois corpos. A dinâmica é descrita pelas equações de Schroedinger para muitas partículas, onde existem soluções analíticas para alguns poucos potenciais e portanto, são calculadas soluções numéricas através do uso de computadores.

Com a introdução da teoria relativística do elétron por Dirac[1] em 1928, houve o surgimento da Mecânica Quântica Relativística. O núcleo, segundo esta teoria, apresenta características como spin e momento angular e a dinâmica é descrita pela equação de Dirac que dá significado às soluções com energias negativas introduzindo a idéia da anti-partícula e, conseqüentemente, pressupõe a existência de pares elétron-pósitron.

A identificação do nêutron em 1932 por J. Chadwick[2] conduziu rapidamente à descoberta das propriedades da interação entre os constituintes nucleares. Heisenberg e Pauli introduziram, pela primeira vez, uma visão unificada dos constituintes da matéria, dando origem à Teoria de Campos Quântica.

Segundo a teoria de campos quântica, o núcleo é compreendido como sendo um sistema quântico ligado que pode existir em diferentes estados quânticos caracterizados pelas suas energias, momentos angulares, etc. Esta forma única da matéria é constituída de prótons e nêutrons (coletivamente chamados de nucleons) mantidos em grande proximidade por uma força forte e de curto alcance conhecida como interação nuclear.

A natureza desta interação foi investigada a partir das propriedades de estado ligado do dêuteron, que é um sistema ligado simples e composto por um próton e um nêutron⁴. Os experimentos de espalhamento nucleon-nucleon em diferentes energias também ajudaram consideravelmente a compreender a natureza da força internucleônica.

Uma investigação mais detalhada da força nuclear existente entre prótons e nêutrons conduziu não apenas à descoberta da partícula responsável pela troca internucleônica⁵,

⁴Os outros dois sistemas possíveis de dois corpos, o dipróton e o dinêutron, não existem como estados ligados.

⁵A teoria de campo da interação nucleon-nucleon foi desenvolvida por H. Yukawa[3] em 1935 que supôs que

denominada méson π , mas também, à descoberta de centenas de outras partículas que interagem fortemente. Com a proliferação de partículas com diferentes características e que apresentavam comportamentos peculiares mediante as diversas formas de interação, foi necessário então, dividir as partículas em categorias. Uma das maneiras de classificação realizada foi segundo as formas de interação das partículas, sendo agrupadas em:

- léptons, que interagem através de interações fracas, não apresentam estrutura interna aparente e portanto, são considerados partículas elementares. Eles apresentam número bariônico $B = 0$ e para cada lépton está associado um neutrino. São léptons os elétrons, os muons, os taus e as suas respectivas anti-partículas. Cada uma dessas partículas possui um número leptônico característico.
- hádrons, que são todas as partículas que estão envolvidas com as interações fortes e possuem estrutura interna complexa. Os hádrons são divididos entre bárions e mésons. Os bárions têm spin $1/2$ e paridade ímpar. Eles são férmions, ou seja, obedecem à estatística de Fermi-Dirac. Todos os bárions são caracterizados pelo número bariônico $B = 1$ que é conservado tanto na produção das partículas quanto em seus decaimentos. São bárions os nucleons (prótons e nêutrons) e os híperons (Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , Ξ^- , Ω^-) e suas respectivas anti-partículas. Todos os bárions possuem número quântico estranheza S , que é conservado na produção das partículas mas, não o é nos decaimentos sofridos por essas partículas.

Os mésons têm spin 0 e paridade ímpar. Eles são bósons, ou seja, obedecem à estatística de Bose-Einstein. Eles têm número bariônico $B = 0$. São mésons os píons (π^+ , π^- , π^0), os kaons (K^+ , K^- , K^0), η^0 e (D^+ , D^- , D^0). De todos esses, apenas os

esta força age através da troca de uma partícula de massa finita entre um próton e um nêutron, exatamente como a interação eletromagnética que age através da intermediação de um fóton virtual. De acordo com Yukawa, esta partícula é trocada continuamente entre os dois nucleons quando estes se encontram a uma distância menor do que $2fm$. A natureza de curto alcance desta interação implica que a massa da partícula seja finita. Mais tarde, em 1944, Lattes descobriu que esta partícula é um méson π por isso, esta teoria é também chamada teoria mesônica de Yukawa.

kaons possuem estranheza $S = 1$.

Todas as partículas carregadas de todas as classes estão sujeitas à interação eletromagnética.

As interações eletromagnéticas também foram investigadas no decorrer do estudo das interações fortes e se tornaram muito importantes para a física nuclear, e não apenas para a física atômica e molecular, pois estas interações são dominantes em diversos processos de espalhamento e produção de partículas e ainda, em alguns processos de decaimento.

A aplicação da teoria de campos quântica para a interação eletromagnética conduziu ao desenvolvimento da Eletrodinâmica Quântica (QED).

Diversos níveis de aproximação foram alcançados pela eletrodinâmica quântica, culminando no desenvolvimento da Eletrodinâmica Quântica Relativística. Esta teoria foi primeiramente apresentada por Dirac e Heisenberg (1934) e em diversas aplicações foi muito bem sucedida (por exemplo, em espalhamento de fótons e em produção de pares) mas, após estudos detalhados, vários problemas matemáticos surgiram. Os cálculos que apresentavam bons resultados até a primeira aproximação conduziam a quantidades infinitas quando eram realizados em aproximações maiores. A massa e a carga do elétron são apenas dois exemplos de quantidades que se tornavam infinitas.

Feynman, Schwinger e Tomonaga, independentemente, descobriram um processo chamado de “renormalização” que descartou todas as divergências e possibilitou a obtenção de valores finitos para os resultados dos cálculos realizados.

A Eletrodinâmica Quântica se tornou renormalizável possibilitando a realização de cálculos exatos dos processos eletromagnéticos e se configura na teoria melhor desenvolvida até hoje.

A continuidade das investigações das interações fortes conduziu a uma descrição consistente do sistema de muitos corpos relativísticos, através da teoria de campos quântica relativística baseada na densidade da Lagrangiana local. Os mésons e bárions, ou seja,

os hádrons são os graus de liberdade utilizados por esta teoria, também conhecida como Hadrodinâmica Quântica (QHD).

O núcleo passou então, a ser compreendido como um sistema constituído por vários bárions em grande proximidade. Como o número de bárions e de mésons conhecidos era bastante grande, houve um crescente interesse pelo estudo da estrutura da matéria hadrônica, constatando-se que os hádrons se comportavam como partículas compostas já que apresentavam muitas ressonâncias (estados excitados).

Em 1963 M.Gell-Mann e G.Zweig postularam, de maneira independente, que todas as propriedades dos hádrons poderiam ser melhor compreendidas se estes fossem compostos por partículas elementares, surgindo então a hipótese do quark. Conforme a complexidade da teoria do quark foi aumentando, houve a necessidade de se introduzir novas propriedades, e para cada um dos seis quarks propostos foram postulados três cores diferentes. Em 1973, Fritsch, Leutwyler e Gell-Mann propuseram a teoria que descreve o comportamento dos quarks caracterizados pelas diferentes cores, a Cromodinâmica Quântica (QCD).

A Cromodinâmica Quântica é uma teoria de campos de gauge não-abeliana⁶ baseada na simetria de cores SU(3).⁷ A teoria de gauge foi formulada por C.N.Yang e R.L.Mills em 1954, e sua idéia básica é assegurar que a Lagrangiana que descreve a interação das funções de onda de uma partícula permaneça invariante após certas transformações de simetria.

Segundo a Cromodinâmica Quântica, os quarks interagem fortemente através da troca de uma partícula de gauge chamada gluon. Os gluons são, portanto, considerados os quanta do campo de cores. Conseqüentemente, o núcleo passou a ser compreendido como sendo um sistema fortemente acoplado de quarks e gluons.

Para a Cromodinâmica Quântica os graus de liberdade são os quarks e os gluons. No entanto, em baixas energias, ainda continuam a ser os hádrons. Ou seja, uma escolha

⁶Podemos entender a expressão não-abeliana como 'não-comutativa' uma vez que a ordem na qual o processo ocorre não é reversível.

⁷SU(3) é um grupo de simetria pertencente ao grupo unitário especial (SU) que além de considerar a invariância das interações fortes no espaço de isospin, leva em consideração a conservação de estranheza.

apropriada dos graus de liberdade depende da escala de distância na qual o sistema é investigado.

A Cromodinâmica Quântica tem duas propriedades muito importantes. Uma é a liberdade assintótica que estabelece que quando as distâncias são muito pequenas, ou seja, o momento transferido é muito grande, a força entre os quarks é fraca. Em outras palavras, para altas energias, os quarks se comportam praticamente como partículas livres. Nestas condições, a constante de acoplamento (da cromodinâmica) tende a zero o que possibilita a utilização da teoria de perturbação⁸ no cálculo de quantidades físicas de interesse.

Esta propriedade foi descoberta, independentemente, por t'Hooft, Gross e Wilczek e Politzer como resultado da aplicação da teoria da renormalização ao campo de gauge.

A outra propriedade é o confinamento que estabelece que tanto os quarks quanto os gluons não existem como estados livres. Eles permanecem confinados no interior dos hádrons.

A teoria de redes de gauge (*lattice gauge theory*), para a qual o espaço-tempo é tratado não só como um contínuo mas como uma coleção de pontos discretos, supõe que um quark ocupa um dos pontos da rede e as linhas de campo de gauge tornam-se 'pontes' entre os pontos da rede. Então, quarks e antiquarks se conectam pelas linhas de força, e a energia é proporcional ao comprimento dessas linhas. Como resultado, os quarks interagem mais e mais fortemente conforme são puxados para longe um do outro, como se eles estivessem conectados por uma tira de borracha.

Esta descrição do mecanismo do confinamento não é totalmente satisfatória e o fato de sua força ser forte dificulta a elaboração de um método que descreva o comportamento dos quarks e gluons de forma quantitativa. A obtenção de tal descrição é um dos grandes desafios dos físicos nucleares e de partículas da atualidade.

⁸A questão na teoria de perturbação é que a energia de interação entre as partículas deve ser muito menor do que a energia das próprias partículas. Quando as forças são fortes, isto não ocorre e o método não pode ser aplicado.

1.2 Interações Eletromagnéticas

A interação eletromagnética tem sido largamente utilizada para o estudo da estrutura nuclear pois, além de ser um dos fenômenos melhor compreendidos na Física, possui características que a tornam uma ferramenta ideal para investigação da estrutura nuclear.

A interação eletromagnética é relativamente fraca, portanto produz somente uma perturbação mínima ao alvo permitindo que o sistema que está em estudo não seja destruído, mas apenas perturbado. A interação eletromagnética é cerca de duas ordens de grandeza mais fraca do que a interação forte.

A interação eletromagnética conduz a um estudo bastante completo devido à relativa simplicidade da troca de partículas e ao seu fraco acoplamento, uma vez que a constante de estrutura fina é dada por $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar \sim 1/137$ que é muito menor que a constante de acoplamento da interação forte ($\alpha \sim 1$). É possível portanto, efetuar um cálculo perturbativo exato do mecanismo de reação, utilizando a eletrodinâmica quântica (QED) para a extração das quantidades físicas. O mesmo não ocorre com as colisões entre hádrons onde são produzidas interações múltiplas dos sistemas o que exige um tratamento bem mais complexo.

Na interação eletromagnética a quantidade de momento angular que o fóton transfere para o núcleo é pequena (em geral $1\hbar$ ou $2\hbar$); portanto, os valores possíveis do momento angular total do núcleo podem ser determinados. É possível, ainda, saber como foi acoplado o momento angular transferido pelo fóton pois não há um número grande de possibilidades. Já em uma interação forte, a quantidade de momento angular transferida para o núcleo é grande, permitindo que haja muitos valores possíveis para o momento angular total do núcleo e seus sub-estados, impossibilitando portanto, que se saiba exatamente como se deu o acoplamento do momento angular transferido ao núcleo. Quando a quantidade de momento transferida ao núcleo é grande, a forma deste é modificada por efeitos centrífugos.

Ao utilizar a sonda eletromagnética, ocorre interação somente com a densidade de cor-

rente eletromagnética local do alvo, por isso é possível saber o que foi medido com exatidão. Na prática, mede-se a transformada de Fourier (com relação ao momento transferido) do elemento de matriz de transição da densidade de corrente.

A interação eletromagnética, em baixas energias, tem permitido a realização de investigações da estrutura núcleo-mesônica da matéria nuclear e, há décadas, ela é utilizada na obtenção dos fatores de forma dos nucleons. Ela também tem sido utilizada em medidas em altas energias, onde a estrutura sub-nucleônica da matéria pode ser evidenciada. Para este estudo, a cromodinâmica quântica (QCD) é utilizada e a estrutura formada por quarks e gluons pode ser investigada.

A cromodinâmica quântica não pode ser utilizada em medidas em baixas energias pois a constante de acoplamento torna-se aí muito grande, impossibilitando a realização de cálculos perturbativos, como já foi discutido no item 1.1 deste capítulo. Assim é de grande interesse realizar medidas na região de energias intermediárias para tentar compreender como ocorre a transição da constante de acoplamento. Uma forma de investigação consiste em uma medida onde não ocorram processos destrutivos dos graus de liberdade, no caso, os bárions e os mésons, como acontece com as reações profundamente inelásticas (DIS). As interações eletromagnéticas, portanto, constituem uma ferramenta ideal para este tipo de investigação.

Conseqüentemente, nas últimas décadas as interações eletromagnéticas em energias intermediárias têm sido empregadas na realização de estudos da estrutura dos hádrons utilizando espalhamento elástico de elétrons, eletrodução e fotoprodução de mésons.

O estudo da estrutura da matéria hadrônica através da sonda eletromagnética em energias intermediárias só é possível devido à sua similaridade com vários processos puramente hadrônicos. No entanto, a maioria das medidas já realizadas nesta faixa de energia cobriram regimes cinemáticos limitados devido às restrições impostas pelos aparatos experimentais disponíveis, que ofereciam baixas taxas de contagem, detectores com ângulos sólidos pequenos e pequena aceitação de momento.

Com a construção de aceleradores de elétrons de onda contínua (CW), como é o caso

do TJNAF, esta situação está se modificando significativamente já que detetores de grande aceitação e com alta luminosidade permitem a realização de medidas de vários canais de reação simultaneamente, em um intervalo cinemático bastante grande e com uma acurácia estatística comparada àquela alcançada com as sondas hadrônicas.

Dentro deste novo quadro, o estudo da matéria hadrônica permitirá grandes avanços no sentido de compreender o comportamento dos graus de liberdade investigados e contribuirá para um refinamento da modelagem teórica que descreva os fenômenos físicos nesta região de energia.

1.3 Mésons

Os mésons constituem um grupo específico de partículas que interagem fortemente e que pertencem à classe dos hádrons. O nome 'méson' teve origem com a teoria sugerida por Yukawa, já mencionada na primeira seção deste capítulo, para descrever a força internucleônica. Segundo esta teoria, deveria existir uma partícula virtual cuja ação fosse atrativa e de curto alcance. Esta partícula deveria então, ter uma massa de repouso e, segundo os cálculos realizados, ter aproximadamente 300 vezes a massa do elétron, que é um valor intermediário entre as massas do elétron e do próton, e portanto, seria muito apropriado chamá-la de méson.

As propriedades dos mésons são definidas por números quânticos específicos tais como spin, paridade, isospin e estranheza. E devido a essas propriedades, que todos os mésons têm em comum, atualmente várias dezenas de partículas diferentes são classificadas como mésons. Essas partículas possuem massa variando desde 140MeV até 10GeV .

A partícula prevista por Yukawa, o méson π , foi descoberta em 1947 por C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini e C.F. Powell [4] ao realizarem uma medida envolvendo raios cósmicos. O méson π foi o primeiro méson a ser observado e é o mais leve, apresentando uma massa de cerca de 140MeV e portanto, é o que apresenta uma interação de maior alcance.

Nos anos subsequentes, uma variedade de mésons foi sendo observada entre as quais, os kaons (K^+ , K^- , K^0).

1.3.1 Mésons Kaons

Os mésons kaons foram indiretamente observados durante um experimento realizado por G.D. Rochester e C.C. Butler[5] em 1947 utilizando raios cósmicos. Neste experimento, foram observados mésons π que resultavam do decaimento de uma partícula neutra desconhecida, inicialmente chamada de partícula V e que viria, mais tarde, a ser chamada de K^0 .

Alguns anos mais tarde, os kaons carregados (K^+ e K^-) foram observados em experiências realizadas em laboratórios que utilizavam feixes de partículas de altas energias.

Logo percebeu-se que as novas partículas apresentavam um comportamento diferenciado. Estas partículas eram produzidas através de interações fortes (em colisões N-N e em colisões π -N, por exemplo) mas decaíam muito lentamente, com meia-vidas da ordem de $10^{-8}s$, o que evidenciava um decaimento via interação fraca. Estas características são descritas em termos de uma propriedade chamada estranheza. A estranheza é um conceito que foi apresentado primeiramente por A. Pais, e que mais tarde foi desenvolvido por Gell-Mann e Nishijima, de maneira independente.

A estranheza é conservada tanto em interações fortes quanto em interações eletromagnéticas. Como este número quântico é conservado nas interações fortes, partículas não-estranhas (como o próton e o méson π) podem produzir partículas estranhas somente em pares apresentando valores opostos de estranheza. No entanto, a estranheza não é conservada em interações fracas.

Convencionalmente, o méson K^+ tem uma estranheza $S = +1$, enquanto que o méson K^- tem uma estranheza $S = -1$; para o méson K^0 , $S = +1$ e sua antipartícula, méson \bar{K}^0 , $S = -1$. Os kaons neutros se dividem em K_S^0 (*short lived*) e \bar{K}_S^0 (*longer lived*). Já as partículas não-estranhas apresentam estranheza $S = 0$. Todos esses valores respeitam a lei

de conservação que estabelece que a estranheza resultante deve ser a mesma antes e depois de uma reação advinda de uma interação forte.

Os valores da estranheza são definidos com base nos valores de isospin, I , e de número bariônico, B . Os modos de decaimento do K^+ mostram que ele possui carga bariônica igual a zero. O isospin dos kaons é $I = 1/2$ e eles se encontram agrupados em dubletos de isospin. Por exemplo, K^+ e K^0 constituem um dubleto de isospin com $I_3 = 1/2$ e $I_3 = -1/2$ respectivamente.

O méson K^- é considerado a antipartícula do K^+ , uma vez que tanto a massa quanto a meia-vida das duas partículas são muito próximas. Estas partículas possuem também o mesmo valor de paridade de spin, 0^- .

O méson K é o hádron mais leve que apresenta estranheza e, como possui características semelhantes ao méson π , também é considerado um méson pseudoescalar. Para explicar a sua existência e suas propriedades básicas, com base na cromodinâmica quântica, considera-se que os mésons são compostos por pares quark-antiquark e ainda, que o quark estranho (s) faz parte do par quark-antiquark, ou seja, ele está emparelhado com um quark up, u , ou um down, d , formando portanto, pares $u\bar{s}$ (K^+), $\bar{u}s$ (K^-).

No experimento realizado com raios cósmicos em 1947, foram observadas duas partículas estranhas, uma foi o méson K^0 , já mencionado acima, e a segunda foi um híperon, a partícula lambda, Λ^0 . Os híperons, além de serem partículas estranhas, pertencem à classe dos bárions apresentando número quântico bariônico $B = 1$.

O lambda é o mais leve dos híperons apresentando uma massa igual à $(1115,683 \pm 0,006)MeV$ e com isospin $I = 0$. Este híperon só existe como uma partícula neutra. As partículas Σ^+ , Σ^- e Σ^0 também são híperons, com números quânticos $S = -1$ e $I = 1$ e massas $(1189,37 \pm 0,07)MeV$, $(1197,449 \pm 0,030)MeV$ e $(1192,642 \pm 0,024)MeV$ respectivamente. Devido às diferenças entre os seus esquemas de decaimento e suas meias-vidas, Σ^+ e Σ^- não são consideradas antipartículas uma da outra.

Segundo a cromodinâmica quântica, os híperons Λ e Σ são membros do multiplete de

bárions cuja simetria $SU(3)$ contém quarks u , d e s . São, portanto, considerados bárions de quarks leves uma vez que os quarks u e d apresentam massas muito pequenas.

Existe muito pouca informação sobre as interações de bárions que contém quarks estranhos, apesar de as investigações de produção de estranheza terem sido iniciadas na década de 50. Conseqüentemente, ainda não existe uma descrição adequada dos mecanismos de reação fundamentais. Essa deficiência de conhecimento dentro do domínio da física de estranheza é atribuída principalmente ao fato de o quark estranho desempenhar um papel bem mais complexo do que os quarks u e d . Esta complexidade conduz à necessidade de uma investigação das interações híperon-nucleon e híperon-híperon, da produção de ressonâncias hadrônicas estranhas, e ainda dos mecanismos de troca de estranheza.

Várias são as formas de investigação desses sistemas; os processos hadrônicos (espalhamento híperon-nucleon e espalhamento kaon-nucleon, por exemplo) são bastante comuns. No entanto, como já discutido na seção 1.2, os processos de produção eletromagnéticos são métodos ainda mais vantajosos para a extração de informações quantitativas.

1.4 Fotoprodução

A fotoprodução de mésons kaons é um processo bastante sensível que permite extrair informações relevantes do estudo de partículas estranhas. Nestas investigações temos, no estado inicial, a interação eletromagnética criando um méson K associado com um híperon no estado final.

A produção de mésons kaons através de um processo eletromagnético com um sistema de dois nucleons é dada pela reação:

$$\gamma d \rightarrow K + Y + N \quad (1.1)$$

onde Y pode ser Λ , Σ^0 ou Σ^- e N pode ser tanto nêutron quanto próton.

O formalismo teórico utilizado para a investigação da fotoprodução de mésons pseudo-escalares em energias intermediárias se divide em três categorias principais:

- Relações de Dispersão[6],[7];
- Análises de Multipolos[8]; e
- Modelos Isobáricos.

Estas teorias foram desenvolvidas para a produção do méson π uma vez que este vem sendo estudado há muito mais tempo que os kaons e portanto, seus modelos teóricos já estão melhor estabelecidos e, conseqüentemente, influenciaram na modelagem das produções de estranhezas associadas.

O modelo de relações de dispersão foi primeiramente utilizado por Chew, Goldeberger, Low e Nambu em 1957[9] e é conhecido como teoria CGLN. Nesta teoria, as relações de dispersão do momento transferido são fixadas em um limite estático, e apenas aquelas transições que produzem mésons de ondas s e p são mantidas.

Os modelos isobáricos têm sido largamente utilizados[12][13][10][11] por diversos grupos teóricos ao longo dos últimos 35 anos contando com o trabalho pioneiro de H. Thom[14] a fim de explicar a fotoprodução de kaons. Nestes modelos os termos de Born e as contribuições da excitação dos estados intermediários ressonantes, tanto acima quanto abaixo do limiar, são representados por diagramas de Feynman. Diagramas de Feynman típicos expressando as amplitudes da fotoprodução de kaons são apresentados na figura 1.1, onde N representa um nucleon, as constantes de acoplamento relevantes estão explicitadas em cada vértice; e é a constante de acoplamento elétrica do fóton, μ é a constante de acoplamento magnético do fóton e g especifica as constantes de acoplamento Kaon-Híperon-Nucleon.

Podemos observar da figura 1.1 que existem três estruturas distintas que contribuem para o mecanismo de reação. O canal s representa a propagação de um estado nucleônico, o canal u representa a contribuição da troca de ressonância hiperônica e o canal t , a troca

de ressonância kaônica.

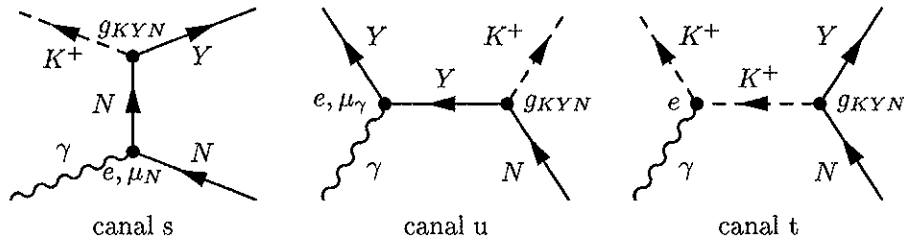


Figura 1.1: Termos de Born para a reação $\gamma + N \rightarrow K^+ + Y$.

No caso dos termos ressonantes, que também são incluídos nestes modelos, são consideradas as contribuições tanto de N^* , que inclui as Δ s para o caso de produção de Σ , como as contribuições de K^* , quanto as de Y^* . A figura 1.2 apresenta os diagramas correspondentes aos termos ressonantes da reação $\gamma(N, K^+)Y$.

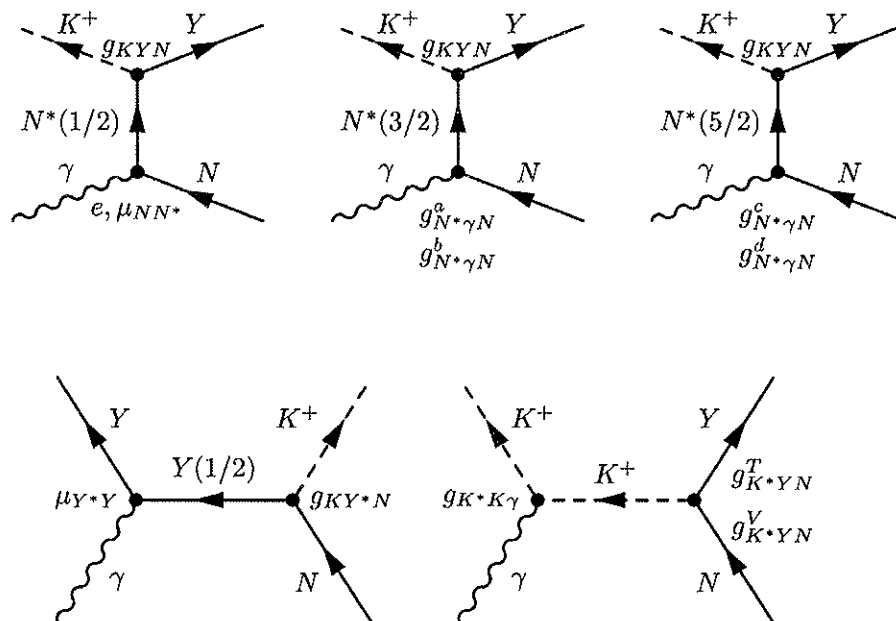


Figura 1.2: Termos ressonantes usados em modelos isobáricos.

Os modelos isobáricos mais recentes, segundo J.C. David et al.[15], estão apresentados nos seguintes trabalhos:

- Adelseck e Saghai[16][17] apresentam o estudo mais abrangente da fotoprodução de Λ na região de energias abaixo de $1,5\text{GeV}$ (no sistema de laboratório).
- Williams, Ji e Cotanch (WJC)[18] realizaram uma revisão de um trabalho anterior[19], ampliando a faixa de energia estudada até $2,1\text{GeV}$ (no sistema de laboratório). Neste trabalho foram investigadas as reações:

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda \quad (1.2)$$

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 \quad (1.3)$$

$$e + p \rightarrow e' + K^+ + \Lambda \quad (1.4)$$

$$e + p \rightarrow e + K^+ + \Sigma^0 \quad (1.5)$$

$$K^- + p \rightarrow \gamma + \Lambda \quad (1.6)$$

$$K^- + p \rightarrow \gamma + \Sigma^0 \quad (1.7)$$

fornecendo um estudo do maior número de reações até então realizado e ainda, enfatizou a importância de serem levados em consideração os canais de captura radiativa.

- Mart, Benhold e Hyde-Wright propuseram um modelo [20] dedicado à investigação das reações de fotoprodução $K \Sigma$, para o mesmo intervalo de energia que o modelo WJC [18] com ênfase na produção de Σ carregados.

David e colaboradores também contribuíram com mais um modelo isobárico chamado Saclay-Lyon (SL) [15] que pretendia ser único para todas as reações investigadas no modelo de Mart et al. [20] incluindo também a reação:

$$\gamma + p \rightarrow K^0 + \Sigma^+ \quad (1.8)$$

Para uma boa determinação dos mecanismos de reação é necessário, segundo os modelos isobáricos que se baseiam na teoria de perturbação em primeira ordem, conhecer quais as ressonâncias trocadas (uma tabela contendo as ressonâncias bariônicas relevantes é apresentada na referência [15]) e também saber quais são as constantes de acoplamento correspondentes. Embora os modelos isobáricos reproduzam razoavelmente bem os dados disponíveis, existe um número muito grande de parâmetros que precisam ser fixados. No caso das constantes de acoplamento, apesar de serem investigadas a mais de três décadas, seus valores ainda não foram determinados com precisão. Normalmente, as constantes de acoplamento têm sido obtidas através do ajuste de mínimos quadrados dos dados existentes que são escassos.

A fotoprodução de kaons em altas energias conta com um modelo teórico chamado Modelo de Regge. O modelo de Regge mais recente para a fotoprodução de kaon é o de Vanderhaeghen, Guidal e Laget[21],[22],[23] (VGL).

Alguns grupos teóricos têm realizado estudos na tentativa de descrever a produção de estranheza baseados nos graus de liberdade subnucleônicos. Então, começaram a surgir modelos [24] e [25] que introduzem os constituintes quark e gluon, e testam o domínio de validade das investigações hadrônicas.

1.4.1 Formalismo Cinemático

Para uma reação do tipo $N(\gamma,K)Y$ podemos expressar as variáveis cinemáticas fundamentais como:

$$\text{fóton incidente: } \gamma = (0, E_\gamma, p_\gamma);$$

$$\text{méson: } K = (M_K, E_K, p_K);$$

$$\text{híperon: } Y = (M_Y, E_Y, p_Y); \text{ e}$$

$$\text{nucleon: } N = (M_N, E_N, p_N)$$

As variáveis de Mandelstam são dadas por:

$$s = (p_N + p_\gamma)^2 \quad (1.9)$$

$$t = (p_\gamma - p_K)^2 \quad (1.10)$$

$$u = (p_N - p_K)^2 \quad (1.11)$$

O elemento de matriz é dado por:

$$\mathcal{M}_{fi} = \bar{u}(p_Y) \sum_{j=1}^4 \mathcal{A}_j \mathcal{M}_j u(p_N) \quad (1.12)$$

onde as matrizes de gauge e Lorentz invariantes são dadas por:

$$\mathcal{M}_1 = -\gamma_5 \gamma \cdot \varepsilon \gamma \cdot p_\gamma, \quad (1.13)$$

$$\mathcal{M}_2 = 2\gamma_5 (\varepsilon \cdot p_N p_\gamma \cdot p_Y - \varepsilon \cdot p_Y p_\gamma \cdot p_N), \quad (1.14)$$

$$\mathcal{M}_3 = \gamma_5 (\gamma \cdot \varepsilon p_\gamma \cdot p_N - \gamma \cdot p_\gamma \varepsilon \cdot p_N), \quad (1.15)$$

$$\mathcal{M}_4 = \gamma_5 (\gamma \cdot \varepsilon p_\gamma \cdot p_Y - \gamma \cdot p_\gamma \varepsilon \cdot p_Y). \quad (1.16)$$

As amplitudes \mathcal{A}_j dependem apenas das constantes de acoplamento e das variáveis de Mandelstam. Tanto as amplitudes quanto as constantes de acoplamento estão apresentadas na referência[16].

E finalmente, a seção de choque diferencial é dada por:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{M_N M_Y |\mathcal{M}_{fi}|^2 \delta^{(4)}(p_N + p_\gamma - p_K - p_Y)}{4E_Y E_K [(p_N \cdot p_\gamma)^2 - p_N^2 \cdot p_\gamma^2]^{1/2}} \times \frac{d^3 p_K d^3 p_Y}{(2\pi)^6} \quad (1.17)$$

1.4.2 A reação $D(\gamma, K^+)YN$

Os processos de fotoprodução inclusiva de K^+ a partir da reação $D(\gamma, K^+)YN$ associados à produção de híperons fornecem três canais de reações:

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda + n_s \quad (1.18)$$

$$\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n_s \quad (1.19)$$

$$\gamma + n \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p_s \quad (1.20)$$

Estes canais da reação $D(\gamma, K^+)YN$ são representados esquematicamente pelos diagramas de Feynman da figura 1.3.

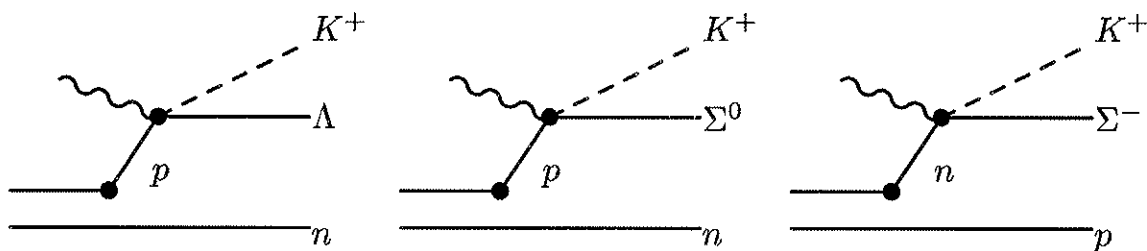


Figura 1.3: Diagramas de Feynman para as reações: a) $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$, b) $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0$ e c) $\gamma + n \rightarrow K^+ + \Sigma^-$.

Estes canais de reação podem ser alcançados porque é utilizado, no estado inicial, um sistema de dois corpos, o dêuteron. Este sistema é o mais simples dos núcleos complexos, sendo que sua estrutura é bem compreendida e ainda, apresenta uma energia de ligação pequena. O dêuteron possui apenas um estado ligado de spin 1 e momento magnético μ_D , que é aproximadamente a soma dos momentos magnéticos do próton e do nêutron, μ_p e μ_n respectivamente. Conseqüentemente, a contribuição do movimento orbital para o momento magnético é muito pequena, impondo um momento angular orbital igual a zero para o dêuteron. Logo, para que exista um estado de spin 1 do dêuteron é necessário que os spins intrínsecos dos nucleons representem um estado de spin tripleto, ou seja, 3S_1 . No entanto,

o dêuteron possui um momento de quadrupolo diferente de zero, o que impede que seja representado por um estado S puro, já que este é esfericamente simétrico não comportando um momento de quadrupolo. Assim, é necessário que seja misturado um estado D com a configuração S para uma descrição adequada do dêuteron.

Como o dêuteron é constituído de um nêutron e um próton muito fracamente ligados, estes nucleons podem ser tratados como partículas quase livres desde que o momento transferido da reação seja suficientemente grande. Conseqüentemente, é possível extrair o mecanismo de reação a partir do nêutron.

No entanto, deve-se levar em consideração que no sistema de repouso do dêuteron, próton e nêutron iniciais têm momentos iguais e opostos, ou seja, existem os efeitos do momento de Fermi dos nucleons iniciais. A distribuição dos momentos do nucleon é dada pela função de onda do dêuteron. As funções de onda de estados S e D são representadas por u e w , respectivamente. Os cálculos da funções de onda se baseiam no potencial nucleon-nucleon de Bonn[26] e incluem a contribuição das onda u e w . O potencial nucleon-nucleon de Bonn utiliza o modelo de partícula independente assegurando uma cinemática quase livre. A forma geral da função de onda do dêuteron é apresentada na referência [27].

Existem modelos que apresentam uma função de onda do dêuteron considerando os efeitos relativísticos [28] e [29], onde são incluídas as contribuições das funções de onda dos estados P , tanto o singleto, v_s , quanto o tripleto, v_t . No entanto, para uma situação cinemática na qual a razão de contagem da reação de produção é satisfatória, o próton e o nêutron devem ter um momento relativo pequeno conduzindo a um processo descrito, predominantemente, pela função de onda de estado S .

Sob a suposição de que o fóton incidente interage com apenas um dos nucleons do sistema nuclear, o modelo do nucleon espectador[30] é utilizado na descrição do processo. Para as reações 1.18 e 1.19 onde o processo ocorre via interação do próton, o nêutron, n_s , é o nucleon espectador. Já no caso da reação 1.20 onde o processo ocorre via interação do fóton com o nêutron, o próton, p_s é o espectador. Mas é necessário avaliar se os nucleons

estão *on shell* ou *off shell*.

Uma representação do processo de fotoprodução de kaons utiliza a aproximação de momento e considera que os nucleons no dêuteron estão *off shell* enquanto que as partículas do estado final estão *on shell*. Para efeito de conservação de energia e momento, considera-se que o nucleon espectador está *on shell*. E quando as quantidades físicas são calculadas, considera-se que o nucleon alvo está *on shell*. Segundo Adelseck et al. [27] os efeitos do *off-shell* não influenciam significativamente a seção de choque total.

1.4.3 Interação de Estado Final da reação $D(\gamma, K^+)YN$

O estado final da reação 1.1 contém três partículas diferentes (K , Y e N) que podem interagir entre si constituindo interações de estado final (FSI). Conseqüentemente, três interações de dois corpos são possíveis: K - Y , K - N e Y - N . A primeira delas, K - Y , tem sido incluída no estudo dos processos de transição elementar $p(\gamma, K^+)\Lambda$ [11] e [27] e mais recentemente, foram realizadas investigações através dos canais de reação $\pi(N, K)\Lambda$ e $\pi(N, K)\Sigma$ [32].

A segunda interação de estado final possível, entre o kaon e o nucleon espectador (K - N), é considerada pequena quando comparada às outras duas interações [33] por ser pequena a seção de choque desta interação [34],[35].

Em um trabalho realizado por Lee et al. [36], a interação K^+N é considerada fraca pois, devido à conservação de estranheza, não existem ressonâncias hiperônicas. Também ausentes os efeitos causados pela aniquilação $\pi NN \rightarrow NN$ e propagação Δ que ocorrem no sistema πN , todos presentes no espalhamento K^+N . Conseqüentemente, esta interação de baixa energia pode ser compreendida como um espalhamento de fundo com uma dependência suave em energia.

Logo, considera-se que os desvios sofridos pelo processo quase livre podem ser diretamente atribuídos à interação de estado final do híperon e do nucleon, ou seja, Λ -n, Σ^0 -n ou Σ^- -p.

Vários trabalhos teóricos trataram a interação de estado final YN [27], [37], [38]. Nestes trabalhos foi sugerido que esta interação de estado final causa um aumento significativo da seção de choque na região próxima ao limiar de produção de Λ .

Existem poucas medidas de interações híperon-nucleon, e estas sempre envolveram partículas carregadas no estado final. Portanto, não há dados para interações Σ -nêutron. Por ser um híperon de isospin-1, o Σ pode interagir fortemente com nucleons via troca de um pión, em contraste com o Λ que não pode. Neste caso, a interação de estado final do Σ -n no estado intermediário pode ser muito mais forte do que aquela em Λ -n.

Yamamura et al. [39] investigaram os processos de fotoprodução inclusiva e exclusiva usando forças YN recentemente formuladas [40] e [41]. Na seção de choque inclusiva encontraram efeitos próximos ao limiar de $K^+\Lambda N$ e $K^+\Sigma N$ que podem ser medidos. Especialmente para o segundo caso, onde as previsões de potencial YN são muito diferentes, o que reflete uma estrutura de polo diferente da matriz S subjacentes às duas forças YN .

A figura 1.4 mostra que os efeitos do estado final são especialmente pronunciados nas proximidades dos limiares de $K^+\Lambda N$ e $K^+\Sigma N$. Estes efeitos podem ser estudados utilizando as seções de choque de fotoprodução do K^+ que são obtidas neste trabalho.

1.5 Resultados Experimentais Existentes

Existem duas medidas realizadas em fotoprodução de kaon a partir do deutério [42] e [43]. No entanto, estas medidas foram realizadas apenas para os canais de reação cujo nucleon-alvo é o próton, ou seja, $p(\gamma, K^+)\Lambda$, $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ e $p(\gamma, K^0)\Sigma^+$.

Os resultados obtidos nos dois primeiros trabalhos são próximos, mas não dentro dos erros. No trabalho de Boyarski foi calculada a razão entre as seções de choque do deutério e do hidrogênio para a produção de Λ e de Σ . E no trabalho de Quinn foi realizado o mesmo cálculo mas apenas para o Σ . Ambas as medidas de Σ apresentam erros menores do que 10% contrastando com a qualidade dos dados.

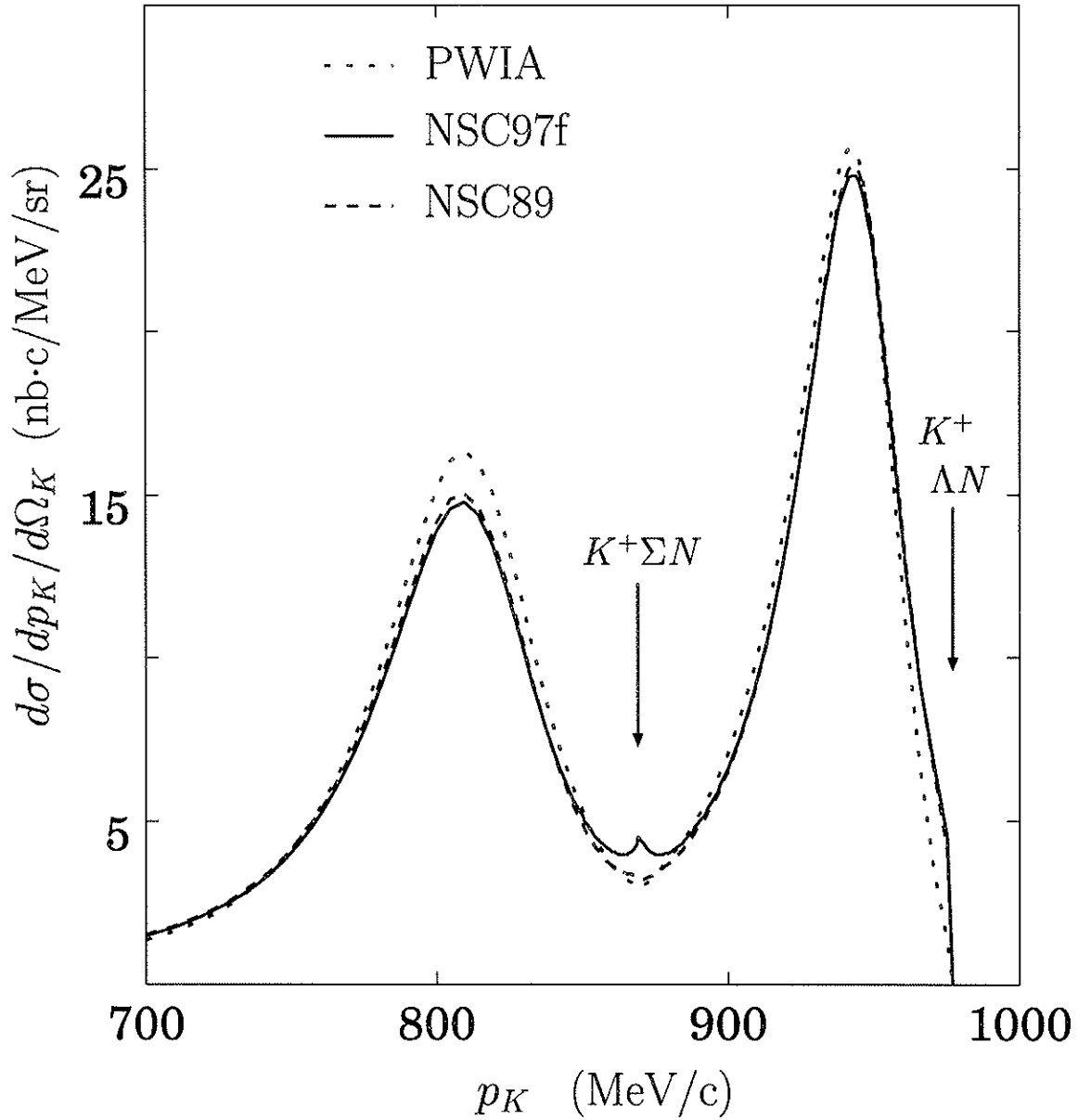


Figura 1.4: Seção de choque inclusiva $\gamma(d, K^+)$ em função do momento do kaon, para $\theta_K = 0^\circ$ e para $E_\gamma = 1,3\text{GeV}$. A curva *PWIA* se refere aos resultados apresentados na referência [39]. A curva *NSC89* se refere aos resultados apresentados na referência [40] e *NSC97f* se refere aos resultados apresentados na referência [41].

Essas publicações não apresentaram o espectro de massa faltante (missing mass) do deutério. Esses resultados são considerados muito pobres; portanto, não permitem que os modelos teóricos existentes para a produção hiperônica sejam testados.

Como é mostrado na figura 1.5, não há dados para a fotoprodução de kaons a partir do nêutron. O trabalho aqui apresentado utiliza as primeiras medidas de fotoprodução de kaons a partir do dêuteron, obtendo dados para os canais de reação $p(\gamma, K^+)\Lambda$, $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ e $n(\gamma, K^+)\Sigma^-$. Conseqüentemente, estes canais podem ser investigados e seções de choque diferenciais, determinadas.

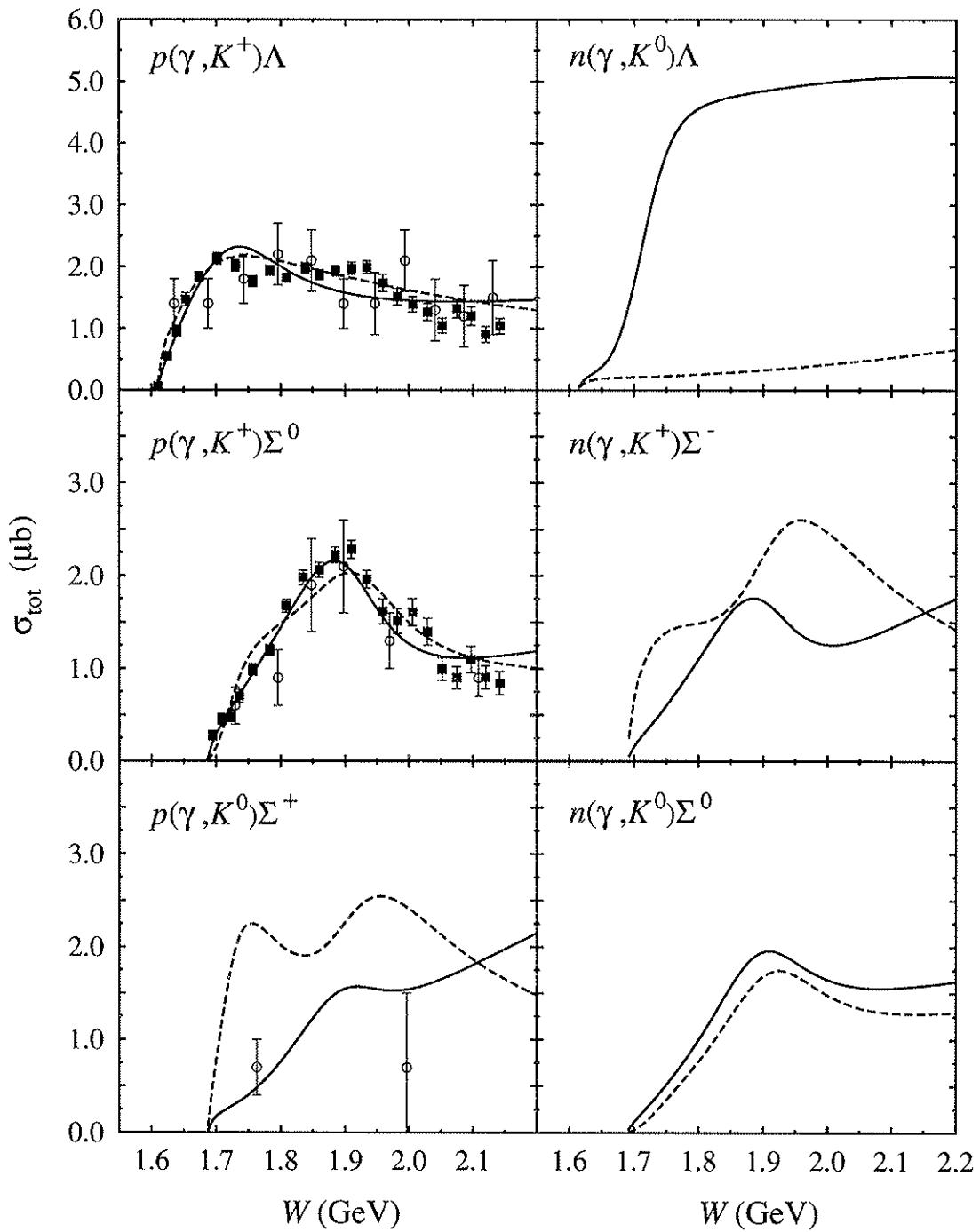


Figura 1.5: Seis canais de fotoprodução de kaons a partir do deutério comparados aos dados experimentais existentes. A curva teórica pontilhada se refere aos resultados apresentados na referência [44] enquanto a curva teórica sólida se refere aos resultados apresentados na referência [45].

Capítulo 2

Motivação e Objetivos

2.1 Motivação

“De onde viemos?”, “Qual a razão de nossa existência?” são questões que sempre estiveram no centro dos pensamentos tanto religioso quanto filosófico. De uma maneira muito peculiar, a ciência também se preocupa com estas questões e tenta arditosamente encontrar as respostas. Através de experimentos e observações, modelando e estabelecendo leis, a Física busca respostas para perguntas tais como “Qual é a origem do Universo?”.

As explicações começaram a surgir através de investigações sobre a origem, a estrutura e a evolução do Universo. A partir da teoria do *big bang*, tornou-se claro que o universo primordial era, de certa forma, um laboratório repleto de partículas elementares já que as energias e densidades eram imensas, muito maiores do que aquelas alcançadas por aceleradores de partículas. Como a formação de aglomerados de galáxias e de estrelas está relacionada aos fenômenos que envolvem as partículas, para poder compreender como o universo primordial se fragmentou, é necessário investigar as propriedades do universo subatômico.

Os aceleradores que utilizamos permitem que sejam realizados os tipos de colisões que todas as partículas no Universo participaram durante os instantes iniciais após o *big bang*. Isto permite que as fronteiras da Física Nuclear se estendam, indo muito além da matéria nuclear normal e alcançando até núcleos densos de estrelas de nêutrons.

Na verdade, os resultados obtidos pela Física Nuclear em energias intermediárias e altas têm trazido implicações muito importantes e até fundamentais para a compreensão do desenvolvimento do Universo. Um exemplo são os estudos dos núcleos exóticos onde há desbalanceamentos entre os números de nêutrons e prótons, que têm um papel essencial na evolução da nossa galáxia uma vez que metade dos núcleos pesados existentes foram criados a partir de núcleos muito ricos em nêutrons. Estes núcleos-pais, muito provavelmente, foram originados em explosões estelares, as supernovas, a temperaturas altíssimas.

O Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) apresenta todas as condições para que sejam investigados tanto os núcleos atômicos quanto os nucleons, atingindo uma escala que envolve quarks e gluons.

Dentro desta perspectiva microscópica, a produção de partículas estranhas tem se mostrado um meio de investigação do interior nuclear muito importante. Ao investigar a fotoprodução de kaons, espera-se obter informações relevantes para a compreensão dos mecanismos de reação. Simultaneamente à produção de kaons ocorre a produção de híperons (Λ , Σ) que contribuem com fenômenos nucleares muito interessantes, como o decaimento fraco. Logo, informações sobre a estrutura hadrônica da matéria tornam-se acessíveis.

Para realizar um estudo da fotoprodução de partículas estranhas, a escolha do núcleo-alvo é de fundamental importância. Ao utilizar sistemas de poucos corpos que podem ser resolvidos rigorosamente, é possível adquirir informações mais detalhadas sobre as interações adicionais devido ao número quântico estranheza. O dêuteron é portanto, um candidato natural no estudo desses processos de produção. A utilização do dêuteron permite, também, que se tenha um alvo de nêutrons, já que estas partículas são radiativamente instáveis, viabilizando a fotoprodução de kaons para reações do tipo:



Dados experimentais nunca foram obtidos para esta reação até o presente trabalho. Di-

versos grupos teóricos aguardam os resultados obtidos neste experimento, inclusive citando-o em suas publicações, como por exemplo em [37], [20], [15] e [39], na expectativa de que medidas de alta qualidade e precisão para a fotoprodução de estranheza permitam uma descrição mais abrangente do mecanismo de reação.

2.2 Objetivos

Neste trabalho são analisados dados obtidos no experimento correspondente ao projeto E89-045 [46] realizado no *Hall B* do Thomas Jefferson National Accelerator Facility em Newport News, Virgínia.

Este laboratório, construído para realizar pesquisa em energias intermediárias, possibilita a investigação tanto da estrutura interna dos hádrons quanto dos núcleos. O diferencial que este laboratório apresenta em relação aos seus precursores está, principalmente, na utilização de um acelerador de alta corrente e elevado *duty cycle*. Estas características possibilitam que os processos eletromagnéticos sejam estudados com uma sensibilidade estatística comparável às reações hadrônicas.

Aproveitando as vantagens que este acelerador oferece, pretende-se:

- investigar a fotoprodução de híperons (Λ e Σ),
- obter a massa faltante tanto de Λ quanto de Σ ,
- obter a seção de choque inclusiva para a reação $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda + n_s$,
- obter a seção de choque inclusiva para a reação $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + n_s$,
- obter a seção de choque inclusiva para a reação $\gamma + n \rightarrow K^+ + \Sigma^- + p_s$,
- Verificar a existência de estrutura de interferência na proximidade do limiar de produção de Σ , prevista pelos modelos teóricos, e

- Comparar os resultados obtidos para a produção de Σ^- com os modelos teóricos existentes.

Parte II

Parte Experimental

Capítulo 3

Aparato Experimental

3.1 Introdução

O Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF)(figura 3.1), localizado em Newport News (Virgínia - Estados Unidos) foi construído com o principal objetivo de realizar pesquisa básica em física nuclear na região de energias intermediárias, possibilitando estudos da estrutura dos sistemas que constituem os hádrons e os núcleos e ainda, a compreensão da natureza das interações forte e eletrofraca que governam o comportamento das formas fundamentais da matéria.

A utilização de aceleradores de elétrons 'convencionais' nunca possibilitou tais estudos devido, basicamente, às características técnicas destes; baixo *duty-cycle*, que dificulta a realização de experimentos de coincidência; a utilização de espectrômetros magnéticos de foco que cobrem ângulos sólidos pequenos (normalmente 10^{-3} de 4π) e pequenas variações de momentos ($\delta p/p \approx 10\%$).

Portanto, no TJNAF foi construído um acelerador de elétrons supercondutor, CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) [47], que apresenta todas as características desejáveis para a realização de estudos das reações de interesse, e ainda, conta com um espectrômetro de grande aceitação de momento (CLAS), que é um detetor 4π de alta resolução.

O CEBAF possui um feixe contínuo de alta qualidade, ou seja, possui um feixe de pequeno diâmetro - o feixe tem a espessura de um fio de cabelo - com alta concentração de

energia garantindo que o espectrômetro (CLAS) opere de maneira eficiente.



Figura 3.1: Vista aérea do Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

3.2 CEBAF - Continuous Electron Beam Accelerator Facility

O CEBAF é um acelerador linear de elétrons recirculador baseado na utilização de cavidades supercondutoras de radiofrequência. Ele opera continuamente (*continuous-wave*

operation - cw), ou seja, seu *duty-cycle* é de 100%, provendo um feixe contínuo de elétrons de alta intensidade num intervalo de energia de 0,8 a 4,0 GeV.

O CEBAF é constituído de dois 'Linacs', *North Linac* e *South Linac*, com 100m de cavidades supercondutoras instaladas das quais 80m são utilizadas; dois conjuntos de arcos recirculadores de 180° e 80m de raio que se conectam às extremidades dos dois Linacs, um sistema de injeção constituído por um canhão com fotocatodo de GaAs que fornece elétrons polarizados e um pré-acelerador supercondutor, um sistema de resfriamento (*Central Helium Liquifier*) e três áreas experimentais (*Halls A, B e C*) como ilustrado na figura 3.2. O CEBAF está localizado a 7,62m de profundidade.

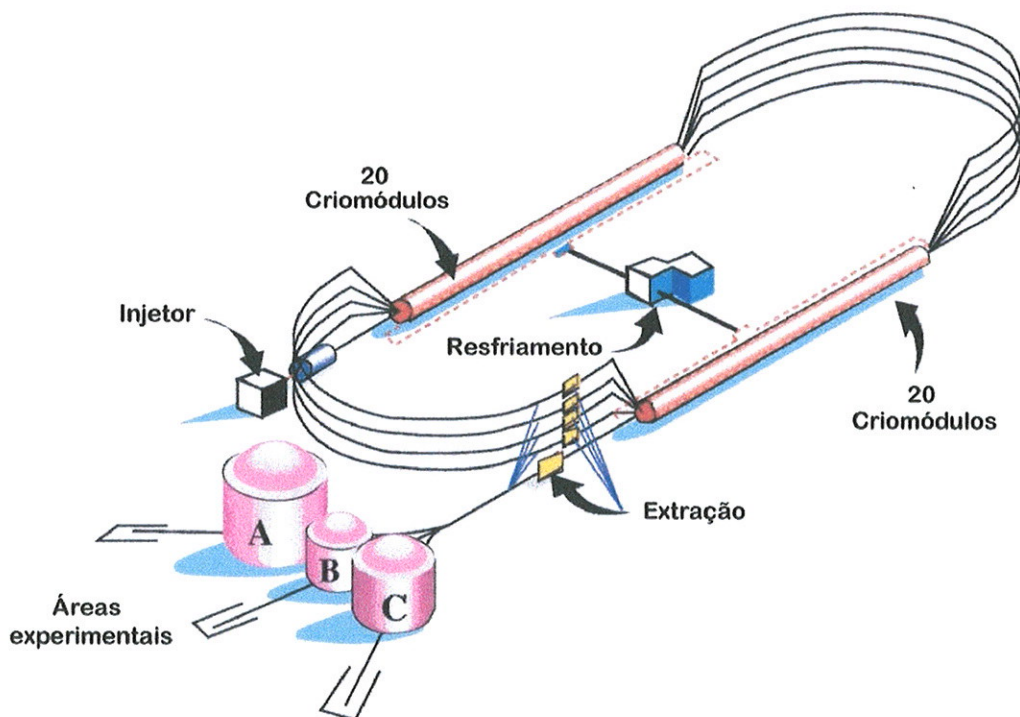


Figura 3.2: CEBAF - Sistema de injeção, dois aceleradores supercondutores de elétrons, dois conjuntos de arcos recirculadores, sistema de resfriamento e três áreas experimentais (*Halls A, B e C*).

Após serem emitidos pelo canhão a uma energia de 100KeV , os elétrons são acelerados até 45MeV por um pré-acelerador supercondutor que possui 18 cavidades supercondutoras. A seguir, o feixe de elétrons tem a sua energia aumentada até $0,4\text{GeV}$ ao atravessar o *North Linac* então, passa por um dos conjuntos de arcos recirculadores e segue para o *South Linac* ganhando assim, mais $0,4\text{GeV}$.

Cada Linac possui um sistema de resfriamento composto por 20 criomódulos, cada um contendo 8 cavidades aceleradoras de nióbio resfriadas a 2K . O resfriamento das cavidades é feito utilizando-se hélio líquido o que torna o nióbio supercondutor, possibilitando um alto gradiente de energia. Cada cavidade é formada por 5 células e tem um gradiente de 5MeV/m . Em linacs não-supercondutores, utiliza-se água no resfriamento.

A *klystron* fornece um campo acelerador a uma frequência de $1,497\text{GHz}$ possibilitando que os feixes com frequências de 499MHz sejam enviados para as três áreas experimentais simultaneamente.

A energia das partículas aceleradas em um acelerador RF é determinada por dois parâmetros básicos:

- a intensidade do campo elétrico e
- o comprimento das estruturas aceleradoras.

Como o Linac utiliza um campo elétrico de variação senoidal para a aceleração, os elétrons podem tanto ganhar como perder energia, dependendo apenas da fase do feixe em relação à onda eletromagnética. Quando a onda que se propaga ao longo da estrutura aceleradora tem uma velocidade apropriada, os elétrons se movem ao longo da estrutura aceleradora ganhando cada vez mais energia.

Para que todos os elétrons do feixe sejam acelerados eficientemente, o feixe deve ser agrupado em pequenos pacotes constituindo pulsos de pequena duração. A fase destes pulsos deve estar em sincronia com o campo de aceleração.

Os pacotes de elétrons são separados longitudinalmente por um período de $0,67ns$, o que viabiliza a deflexão de um a cada três pacotes os quais podem ser extraídos e enviados para a área experimental.

Se não houver deflexão, os pacotes podem recircular até no máximo 5 vezes (5 arcos recirculadores) e a cada recirculação, os elétrons ganham $0,8GeV$.

Como os pacotes podem ser extraídos no final de cada recirculação, é possível obter feixes de elétrons de diferentes energias, sempre múltiplas de $0,8GeV$ até o máximo de $4,0GeV$. Os feixes podem também, apresentar correntes independentes desde que as densidades de elétrons dos pacotes sejam diferentes. As correntes podem variar entre $100pA$ e $200\mu A$.

Então, haverá até 5 feixes de diferentes energias simultaneamente em um mesmo Linac. Esses feixes podem ser utilizados simultaneamente em três experimentos distintos uma vez que o laboratório possui três áreas experimentais: *Halls A, B e C*.

A separação dos feixes ocorre no *switchyard* e os pacotes chegam às áreas experimentais com uma separação de $2,04ns$.

Cada área experimental é equipada com espectrômetros de características distintas:

Hall A é equipado com dois Espectrômetros de Alta Resolução (High Resolution Spectrometer - HRS) com $\delta p/p < 10^{-4}$ e momento máximo de $4,0GeV$. É instrumentado para detectar elétrons e hádrons.

Hall C contém dois espectrômetros magnéticos de média resolução com $\delta p/p < 10^{-4}$ e momentos máximos diferentes:

- Espectrômetro de Alto Momento (HMS) com momento máximo de $7GeV/c$.
- Espectrômetro de Órbita Curta (SOS) com momento máximo de $1,8GeV/c$.

E finalmente, o *Hall B* que está equipado com o CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS) e é dedicado à pesquisa:

- da estrutura dos bárions e mésons e espectroscopia;

- de graus de liberdade gluônicos; e
- de correlações multinucleônicas no interior nuclear.

A área experimental utilizada para a realização das medidas analisadas neste trabalho foi o *Hall B*, portanto, este será descrito em detalhes na próxima seção.

3.3 HALL B

O *Hall B*, a menor das áreas experimentais localizada entre os *Halls A* e *C*, como ilustrado na figura 3.2, é uma construção circular subterrânea de 30m de diâmetro com um teto abaulado que aloja dois sistemas de detecção:

- Sistema de Marcação de Bremsstrahlung (Bremsstrahlung Tagging System) que está localizado em uma região alargada do túnel existente na entrada da área experimental e que permite a realização de experimentos com feixe de fótons.
- Espectrômetro de Grande Aceitação (CEBAF Large Acceptance Spectrometer - CLAS) que se localiza na parte central da câmara e ocupa grande parte da área experimental.

Os equipamentos de monitoração do feixe de fótons marcados (espectrômetro de pares, por exemplo) estão localizados na área alargada do túnel existente na parte posterior da área experimental.

Tanto a área experimental quanto o absorvedor do feixe (*beam dump*) são completamente blindados permitindo que sejam realizados experimentos que utilizem feixe de alta intensidade e um alvo fino.

A figura 3.3 apresenta o interior do *Hall B* onde pode ser visualizada a disposição dos dois sistemas de detecção de partículas, do absorvedor de feixe e ainda a região posterior desta área experimental.

O sistema de detecção de partículas consiste de 18 Câmaras de Arrasto (*Drift Chambers*), 6 Contadores Cerenkov (*Cerenkov Counters*), 24 painéis do Sistema de Tempo de Vôo

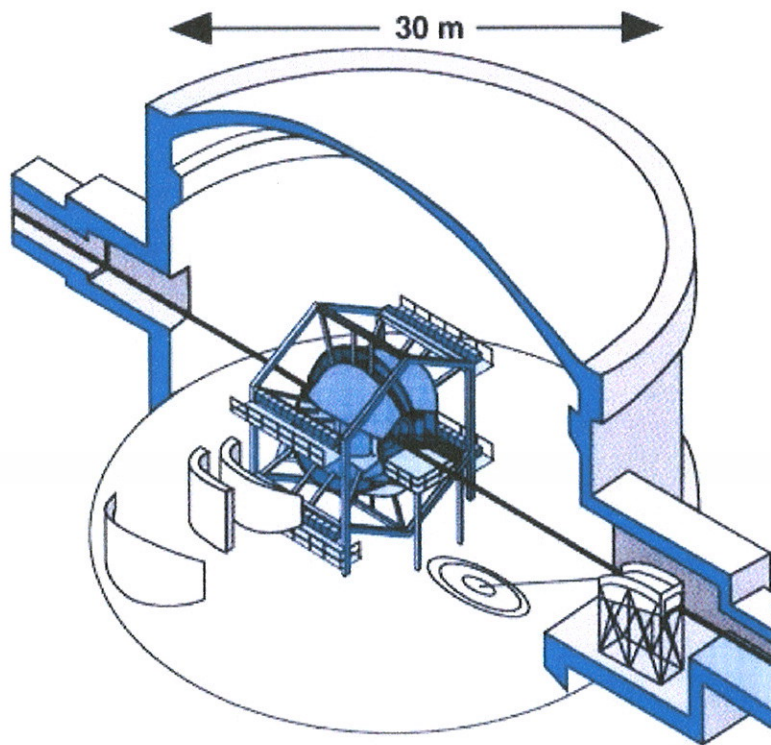


Figura 3.3: Área Experimental B - O feixe de elétrons penetra a região do Tagger (lado direito da figura) atravessando o magneto até atingir o absorvedor, enquanto o feixe de fótons reais produzido atinge o alvo no interior do sistema de detecção CLAS (no centro da área experimental). Após atravessar este sistema, o feixe é absorvido no *beam dump* (lado esquerdo da figura).

(*Time-of-Flight System*), 6 Calorímetros Eletromagnéticos de Ângulos Dianteiros (*Forward Angle Electromagnetic Calorimeters*), Calorímetros Eletromagnéticos de Ângulos Traseiros (*Large Electromagnetic Calorimeters*) e um Contador (*Start Counter*) como ilustrado na figura 3.4.

Nas próximas seções, os sistemas de detecção do CLAS serão descritos em detalhe.

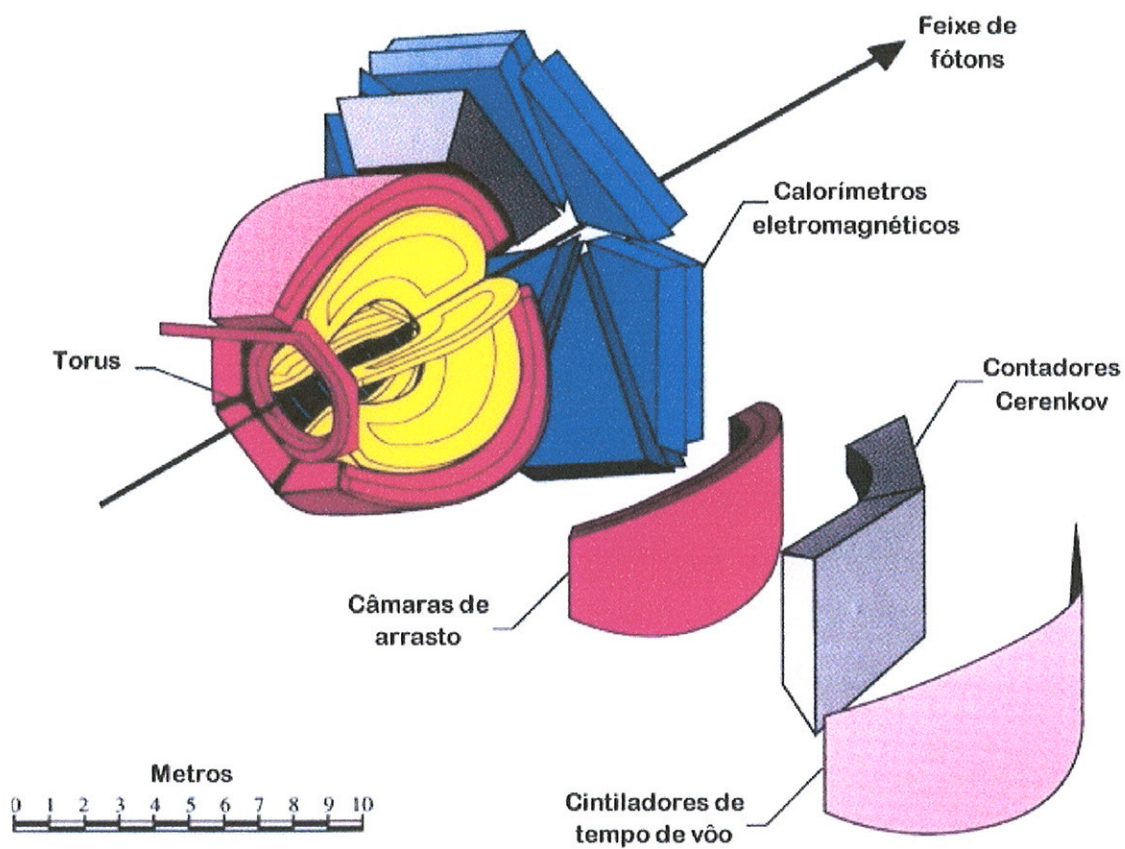


Figura 3.4: Sistema de detecção do CLAS.

3.4 Espectrômetro de Grande Aceitação (CLAS - CEBAF Large Acceptance Spectrometer)

O espectrômetro CLAS é o principal aparato experimental existente no *Hall B*. Este sistema de detecção é composto por um toroíde magnético supercondutor constituído de seis bobinas que são simetricamente arranjadas formando seis setores. Cada setor é equipado com câmaras de arrasto, contadores de cintilação, contadores Cerenkov e calorímetros eletromagnéticos que são responsáveis pela detecção tanto de partículas carregadas quanto neutras.

As características de cada componente do espectrômetro CLAS foram estabelecidas segundo as necessidades impostas pelo tipo de experimento que se deseja realizar na área experimental B. A seguir, estão listadas as condições fundamentais que o aparato experimental da área experimental B deve fornecer para que o programa científico destinado a este *Hall* seja cumprido:

- larga faixa angular:

$$8^\circ < \theta < 140^\circ;$$

$$0^\circ < \phi < 360^\circ.$$

- larga faixa de momento:

$$p = (0,1 - 4,0) \text{ GeV}/c.$$

- boa resolução de momento e de ângulo:

$$\text{para momento grande e ângulos dianteiros: } \delta p/p \simeq 0,5 \% (Fwhm);$$

$$\text{para momento pequeno e ângulos traseiros: } \delta p/p \simeq 1,0 \% (Fwhm);$$

$$\text{resolução angular: } \delta \theta \simeq 1,0 \text{ mrad}$$

A resolução do momento aumenta para ângulos dianteiros a fim de garantir uma resolução constante para o momento absoluto uma vez que este diminui em ângulos

traseiros.

- pequeno *background* em processos eletromagnéticos (elétron Moller, pares e^+e^- , etc.);
- configuração simétrica em torno do eixo do feixe, o que facilita a operação do espectrômetro (*triggering*) e a análise dos dados;
- boa identificação das partículas: elétrons, prótons, píons, kaons, dêuterons; inclusive neutras: fótons e nêutrons.
- alta luminosidade e boa razão de contagem:
luminosidade do feixe de elétrons: $L \sim 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
intensidade do feixe de fótons marcados: $N \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$
- campo magnético homogêneo, o que facilita a operação do espectrômetro (*triggering*) e a análise dos dados; e
- possibilidade de utilização de alvos polarizados.

A seguir, são descritos detalhadamente cada componente do CLAS.

3.4.1 Sistema Toroidal

O toróide do CLAS é um sistema magnético formado por seis bobinas toroidais supercondutoras dispostas em torno da linha do feixe. As bobinas estão posicionadas a 60° em relação à linha do feixe. O campo magnético toroidal tem intensidade máxima da ordem de $2T$, sendo que a intensidade na região de ângulos dianteiros é aproximadamente 5 vezes maior do que na região de ângulos traseiros.

As bobinas foram construídas pela Oxford Instruments, medem $2,5m$ de largura e $5m$ de comprimento cada uma e operam com uma corrente máxima de $5106A$ a uma temperatura de $4,5K$ mantida pelo CHL (Central Helium Liquifier) que é responsável pelo fornecimento do fluxo de hélio líquido.

A escolha de uma configuração toroidal com as características citadas acima, foi o resultado de um estudo comparativo realizado com diferentes configurações do campo magnético (solenóide, dipolo, toróide) e que determinou que a escolha de um toróide é a que melhor satisfaz os requisitos físicos exigidos pelo programa científico. Uma das vantagens da configuração toroidal é que esta oferece uma região livre de campo em torno do alvo não ocorrendo interferência com o campo magnético de um alvo polarizado. Com a ausência do campo magnético na região em torno do feixe, o *background* resultante de processos eletromagnéticos é limitado não havendo deflexão de partículas carregadas na região de ângulos dianteiros (como ocorre em reações do tipo pares e^+e^-) e ainda, facilita a separação de partículas com pequeno momento na região de ângulos traseiros (como nas reações do tipo elétron Moller).

Outra vantagem é que o campo magnético é sempre transversal ao momento da partícula permitindo que as partículas de diferentes ϕ sejam distinguidas. Um esquema do sistema toroidal é mostrado na figura 3.5.

Neste experimento, o campo magnético estava ajustado para operar com 50% do campo total.

3.4.2 Sistema de Câmaras de Arrasto (The CLAS Drift Chamber System)

O Sistema de Câmaras de Arrasto do CLAS [48] consiste de um conjunto de detetores cuja função principal é determinar as coordenadas espaciais da trajetória de partículas carregadas, possibilitando a determinação de seus momentos. O princípio de operação de uma câmara de arrasto consiste na detecção dos elétrons de ionização produzidos quando partículas carregadas atravessam o gás da câmara. O elétron pode produzir ionização secundária resultando num processo de amplificação. A detecção do sinal elétrico correspondente dá a informação sobre a posição original da partícula carregada.

Este sistema de detecção é formado por três calotas esféricas como ilustrado na figura 3.6.

Cada calota é constituída por 6 câmaras de arrasto, uma para cada setor, num total de

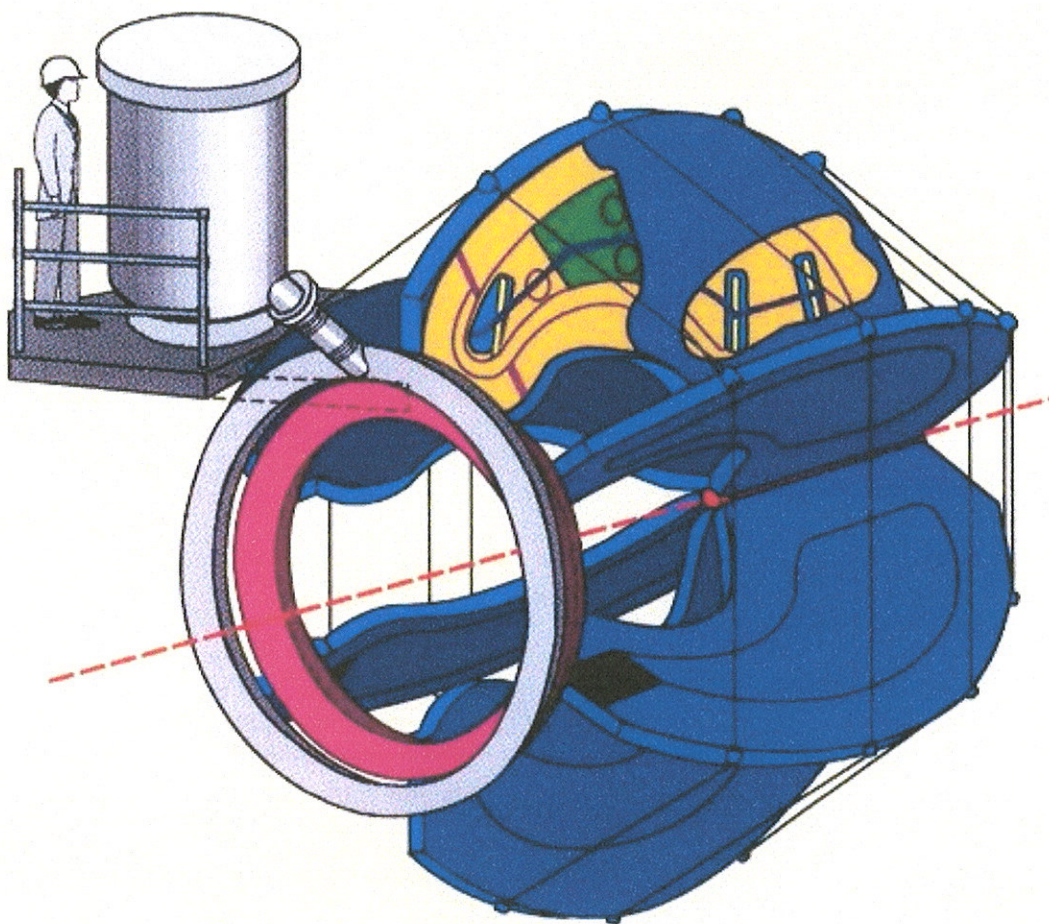


Figura 3.5: Sistema Toroidal.

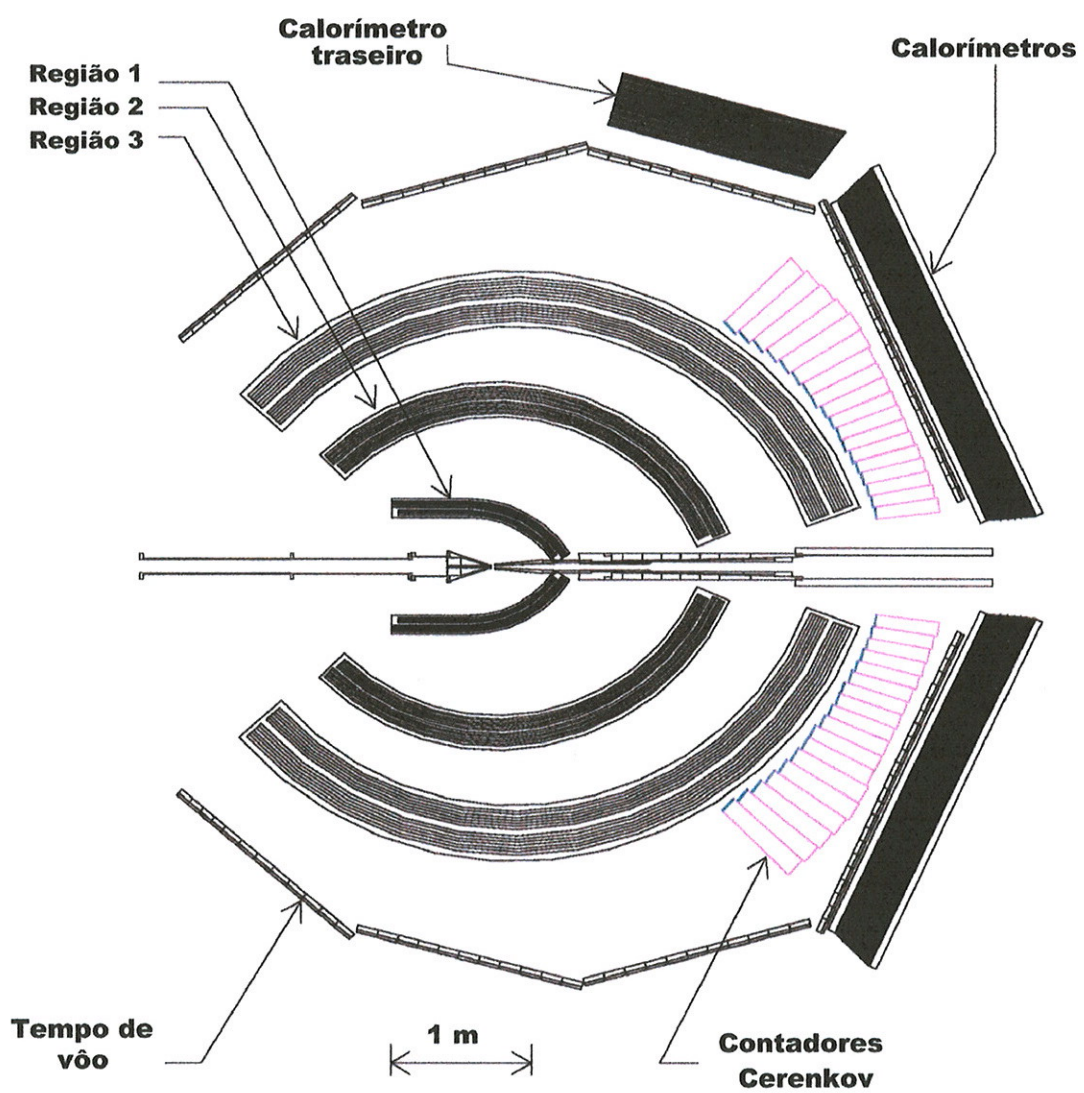


Figura 3.6: Corte longitudinal do sistema de detecção CLAS.

18 câmaras quando são considerados os seis setores do CLAS. Cada calota é denominada 'Região'.

As câmaras da Região 1 (R1) estão localizadas entre o alvo e o toróide onde o campo magnético é fraco. Os seis setores desta Região formam um único corpo que detetam todas as partículas carregadas antes que elas passem pelo campo magnético.

As câmaras da Região 2 (R2) localizam-se dentro do toróide (sandwichadas entre os criostatos) onde o campo magnético é forte. As dimensões destas são maiores comparadas às da R1. Os seis setores da Região 2 medem 4,4m de comprimento, 40cm de espessura radial e estão cerca de 2m de distância do alvo.

A Região 3 (R3) possui as maiores câmaras deste sistema que estão localizadas na área fora das bobinas externas do toróide. Os seis setores da Região 3 medem 7m de comprimento e distam entre 3 e 3,5m do alvo. A figura 3.6 apresenta as três Regiões deste sistema.

Cada câmara de arrasto é formada por duas placas que sustentam os fios e a instrumentação associada e sua forma se assemelha a de um gomo de laranja (fig. 3.7).

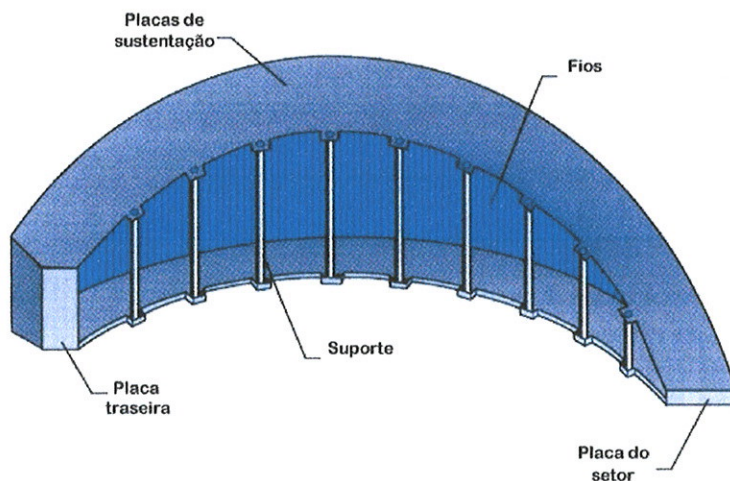


Figura 3.7: Representação esquemática de um dos setores da Câmara de Arrasto.

As câmaras estão inclinadas de 60 graus apresentando uma geometria hexagonal quando

vistas num corte vertical (fig. 3.8). Elas estão instaladas paralelamente ao plano das bobinas toroidais vizinhas, preenchendo por completo o espaço existente entre estas.

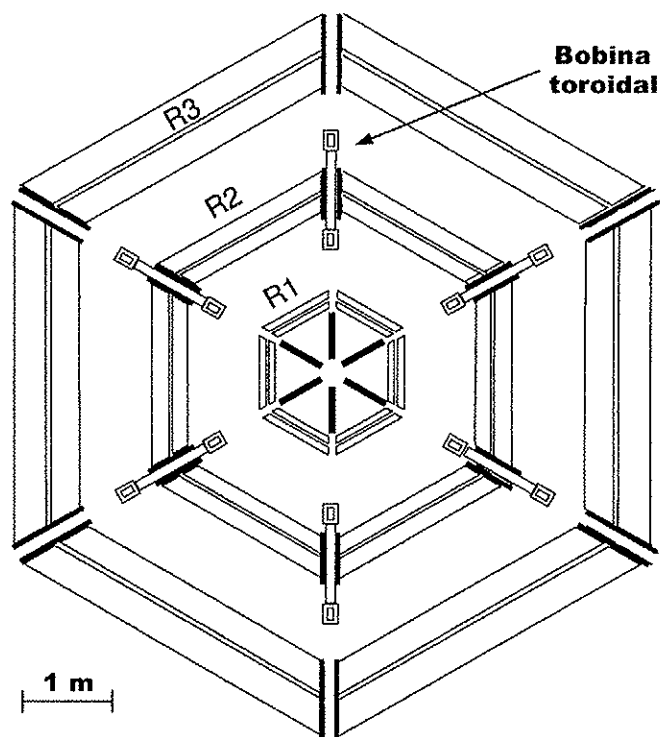


Figura 3.8: Corte vertical da Câmara de Arrasto.

Os fios são fixados entre as duas placas de sustentação de cada câmara e portanto, posicionam-se quase que perpendicularmente ao plano das trajetórias das partículas, ou seja, eles estão aproximadamente na direção azimutal em relação à linha do feixe. Os fios são agrupados em 'células' constituídas por fios sensores cercados por fios de campo formando um arranjo hexagonal, como mostrado na figura 3.9.

Esta configuração hexagonal foi escolhida porque permite que a relação tempo-distância dos traços seja praticamente independente do ângulo de entrada nas células, permitindo que sejam detetadas trajetórias numa grande faixa de ângulos. Este sistema de detecção cobre um intervalo de ângulo polar ($\delta \theta$) de 134° (de 8° a 142°) e de ângulo azimutal ($\delta \phi$) de

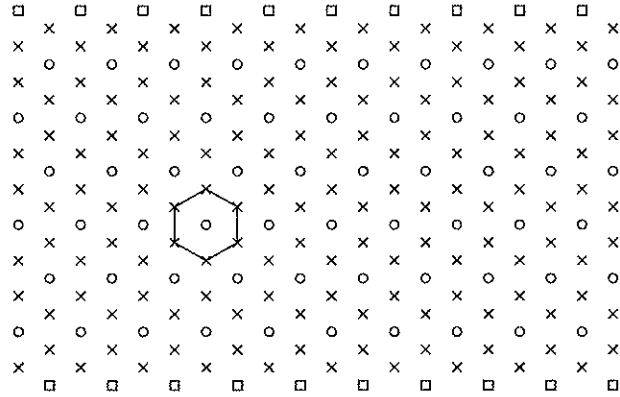


Figura 3.9: Posição dos fios sensores (o) e de campo (x) que formam células hexagonais cercadas por fios de guarda (quadrado) no interior de uma 'super camada'.

até 80% do azimute. Outra vantagem desta escolha é a redução da força eletrostática nos fios, contribuindo para uma tensão menor nestes e conseqüentemente, utilização de placas de sustentação mais finas, o que melhora a aceitação do espectrômetro.

Dentro de cada câmara existem duas 'super camadas', uma axial ao campo magnético e outra estéreo, com uma inclinação de 6° em relação à axial. Cada 'super camada' é composta de seis camadas de 'células' como ilustrado na figura 3.10.

Em todo o perímetro de cada 'super camada' existem fios de guarda cujo potencial de alta voltagem garante um campo elétrico aproximadamente homogêneo na superfície de todos os fios sensores, independentemente do número de camadas dos fios.

À medida que a distância radial em relação ao alvo aumenta, as dimensões das células vão aumentando uniformemente. Este sistema possui 35148 'células' hexagonais distribuídas da seguinte maneira entre as três Regiões:

R1 contém 7776 células hexagonais com diâmetros que variam de 15 a 17mm. Todos os fios estão dentro de 1m de distância do feixe.

R2 contém 13572 células hexagonais com diâmetros entre 26 e 29mm.

R3 contém 13824 células hexagonais com diâmetros entre 40 e 45mm.

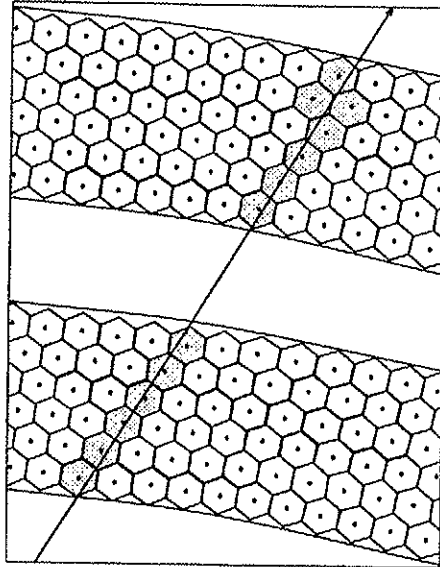


Figura 3.10: Representação parcial de um dos setores da Câmara de Arrasto mostrando suas duas 'super camadas'. A trajetória de uma partícula, que atravessa o sistema, é indicada pelas células de cor diferente.

Diferentemente das outras duas Regiões (R2 e R3), a R1 possui apenas 10 'camadas' (6 axiais e 4 estéreis) portanto, dois dos seis setores possuem apenas 'camadas' axiais. Esta diferença se deve à limitação espacial no interior do toróide.

Uma outra forma de limitar as tensões dos fios, além da configuração hexagonal, é minimizar o diâmetro destes. Para tanto, foram utilizados fios de tungstênio folheados a ouro com diâmetro de $20\mu\text{m}$ como fios sensores. A escolha do tungstênio se deve à sua durabilidade. E como fios de campo, foram utilizados fios de alumínio folheados a ouro com diâmetro de $140\mu\text{m}$. O diâmetro dos fios de campo é sete vezes maior que o diâmetro dos fios sensores a fim de manter o campo elétrico gerado por esses abaixo de 20kV . Dessa maneira, a emissão de catodos é minimizada. A escolha do alumínio também ajuda a limitar as tensões uma vez que este é pouco denso.

O gás utilizado para preencher as câmaras de arrasto foi uma mistura de 90% Argônio e 10% de CO_2 . Existem dois sistemas de mistura de gás, um que serve as R1 e R3 e outro

que serve a R2. Desta forma, esta região de grande campo magnético é suprida com um gás que tem como característica uma maior velocidade de arraste, cerca de $4\text{cm}/\mu\text{s}$, o que proporciona uma maior resolução espacial na área de maior sagita.

3.4.3 Cintiladores de Tempo de Vôo (TOF - Time-of-flight System)

O Sistema de Tempo de Vôo do CLAS (TOF) [49], também chamado de Contadores de Cintilação (SC), é composto por cintiladores capazes de fornecer uma excelente resolução em tempo ($\sigma \sim 80\text{ps}$ para cintiladores curtos e 160ps para cintiladores longos), possibilitando a identificação de partículas.

Para realizar a identificação das partículas, este método utiliza as informações tanto do momento quanto da velocidade das partículas, sendo esta calculada a partir do tempo de vôo entre o alvo e os contadores. Este sistema permite que píons sejam separados de kaons até $2\text{GeV}/c$.

O Sistema TOF localiza-se externamente ao Sistema de Câmaras de Arrasto, aos Contadores Cerenkov e ainda, ao Toróide, como ilustrado na figura 3.6. Com esta configuração, são reduzidos tanto os espalhamentos múltiplos quanto a produção de elétrons.

O sistema é constituído basicamente por contadores de cintilação, tubos fotomultiplicadores, guias de luz e divisores de voltagem. Com exceção dos cintiladores, todos os demais componentes foram instalados atrás das bobinas toroidais. Todo o sistema cobre uma área de 206m^2 .

Os cintiladores foram instalados em quatro painéis em cada um dos seis setores, num total de 24 painéis, como ilustrado na figura 3.11. Os cintiladores de 1 a 23 foram instalados no painel 1 e são chamados de contadores de ângulos dianteiros que correspondem aos ângulos menores que 45 graus. Estes cintiladores formam o chamado Sistema de Ângulos Dianteiros (Forward-angle system). Os cintiladores de 24 a 48b foram instalados nos painéis 2, 3 e 4 e são chamados de contadores de ângulos traseiros e portanto, formam o Sistema de Ângulos Traseiros (Large-angle system). Neste sistema, cada setor conta com 57 cintiladores com

um tubo fotomultiplicador em cada extremidade.

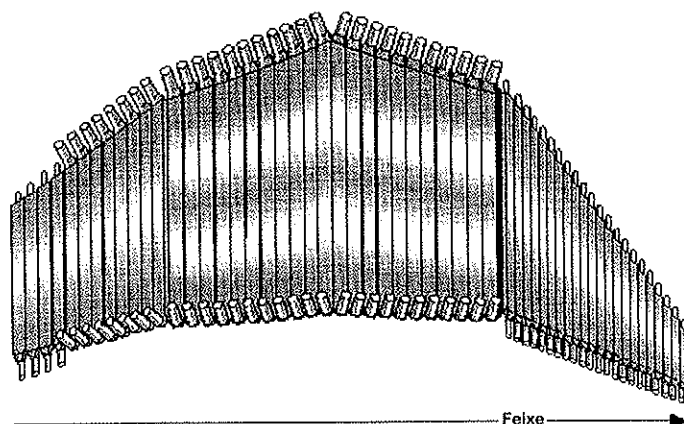


Figura 3.11: Vista dos painéis de cintiladores pertencentes a um dos seis setores do Sistema de Tempo de Vôo.

Cada cintilador localiza-se perpendicularmente à direção do feixe de maneira que a largura do contador subentende cerca de 2 graus do ângulo de espalhamento. Os cintiladores são paralelos aos fios axiais das câmaras de arrasto e cobrem o intervalo angular azimutal de cada setor.

Os cintiladores do Sistema de Ângulos Dianteiros têm $5,08\text{cm}$ de espessura, 15cm de largura e os seus comprimentos variam de 32cm a 380cm . Este sistema conta com tubos fotomultiplicadores de $5,08\text{cm}$ de diâmetro e $15,8\text{cm}^2$ de área .

Os cintiladores do Sistema de Ângulos Traseiros têm $5,08\text{cm}$ de espessura, 22cm de largura e os seus comprimentos variam de 265cm a 450cm . Os tubos fotomultiplicadores deste sistema têm $7,62\text{cm}$ de diâmetro e $30,2\text{cm}^2$ de área. Os cintiladores são do tipo BC-408 e foram fabricados pela Bicron Corporation enquanto que as fotomultiplicadoras são do tipo XP4312B/D1 e a Philips Components é o fabricante.

3.4.4 Calorímetros Eletromagnéticos (EC - Electromagnetic Calorimeters)

Os Calorímetros Eletromagnéticos [50] formam dois sistemas que são distintos tanto pelas suas localizações em relação aos demais componentes do CLAS quanto pelo alcance angular de detecção. O primeiro sistema é chamado de Calorímetro de Ângulos Dianteiros (Forward Angle Calorimeter) e o segundo, Calorímetro de Ângulos Traseiros (Large Angle Calorimeter).

Estes sistemas têm como principal função identificar partículas tanto carregadas quanto neutras. Ou seja, é possível detetar fótons em energias acima de $0,2\text{GeV}$ e conseqüentemente reconstruir π^0 e η ; detetar elétrons em energias acima de $0,5\text{GeV}$ e ainda, detetar nêutrons distinguindo-os dos fótons ao utilizar informações obtidas do TOF.

Este sistema é constituído de 8 módulos sendo que seis pertencem à região de ângulos dianteiros que cobre um intervalo de 10° a 45° . Os outros dois módulos estão localizados nos setores 1 e 2 da região de ângulos traseiros e cobrem de 50° a 75° como ilustrado na figura 3.4.

Calorímetros de Ângulos Dianteiros (Forward Angle Calorimeter)

O calorímetro é formado por seis módulos, um para cada um dos seis setores. Cada módulo consiste de 39 camadas de cintiladores de 10mm de espessura separados por folhas de chumbo de $2,2\text{mm}$ de espessura. Esta configuração em forma de sanduíche (cintilador-chumbo) foi escolhida após diversos testes com protótipos [51] [52] onde se obteve a maior redução na espessura total do detetor e ao mesmo tempo uma boa resolução em energia. Com esta escolha de configuração, cerca de $1/3$ da energia de um chuveiro eletromagnético é depositada no cintilador.

Os módulos foram projetados de maneira que a forma hexagonal do CLAS fosse observada. Como estes seis módulos cobrem apenas os ângulos dianteiros do espectrômetro, cada módulo foi construído na forma de um triângulo equilátero. Os lados deste triângulo são

chamados de U, V e W sendo que o lado U é a corda de um arco centrado na linha do feixe.

Cada uma das 39 camadas é formada por uma folha de chumbo e por um cintilador que é constituído de 36 tiras dispostas paralelamente a um dos lados do triângulo. O 'sanduíche' é composto por uma camada paralela ao lado U, a segunda paralela ao V e a terceira paralela ao W de maneira que as tiras dos cintiladores de uma camada formam um ângulo de 120° em relação as tiras das camadas vizinhas. Esta disposição se repete para todas as 39 camadas resultando em 13 camadas U, 13 camadas V e 13 camadas W. Esta montagem possibilita que se obtenha informações sobre a localização da deposição de energia.

Os 3 grupos de camadas (U,V e W) são subdivididos em duas fileiras cada, uma inferior com 5 camadas e outra superior com as 8 camadas restantes. Esta subdivisão permite que se obtenha informações longitudinais e conseqüentemente, melhore a identificação dos hádrons.

As tiras dos cintiladores têm $100mm$ de largura e comprimentos que variam de $15mm$ até $420mm$. Uma das pontas de cada tira foi cortada de forma a coincidir com a borda do triângulo, minimizando assim, os efeitos de reflexão enquanto que a outra ponta foi conectada a um tubo fotomultiplicador.

Conforme as camadas se sucedem, as suas respectivas áreas vão aumentando o que contribui para que tanto as perdas através das bordas do calorímetro quanto à dispersão dos tempos de chegada dos sinais originados nas diversas camadas, sejam minimizadas. Cada módulo tem portanto, a forma de uma pirâmide triangular (fig. 3.12).

O sistema de leitura utiliza fibras ópticas para transmitir a luz dos cintiladores para os tubos fotomultiplicadores. O sinal destas é enviado para os ADCs e TDCs que são então lidos pelos bastidores *FastBus*. A granulosidade do sistema de leitura foi escolhida com base no custo dos tubos fotomultiplicadores, na restrição de tamanho celular que deve ser menor do que a extensão lateral do chuveiro e na resolução necessária, conduzindo a um tamanho de célula de $10cm$.

Este sistema de deteção apresenta uma resolução da posição de aproximadamente $\sigma \sim$

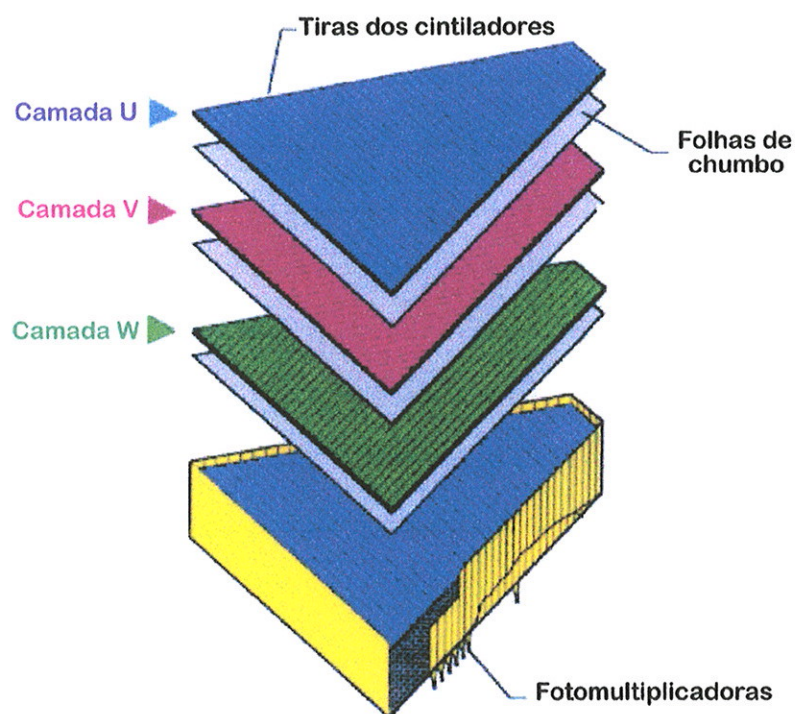


Figura 3.12: Vista de um dos seis módulos do Calorímetro Eletromagnético.

2,3cm e uma resolução de energia dos elétrons dada por $\sigma/E = 0,003 + 0,093/E^{1/2}$ com E expressa em GeV.

Os tubos fotomultiplicadores utilizados são de dois tipos XP2262 e EMI9954, fabricados pela Philips enquanto que os cintiladores são do tipo BC412 e foram fabricados pela Bicron Corporation.

Uma descrição detalhada deste sistema pode ser encontrada na referência [50].

Calorímetros de Ângulos Traseiros (Large Angle Calorimeter)

O calorímetro [53] é formado por apenas dois módulos, um no setor 1 e outro no setor 2 do CLAS.

Estes dois módulos são bastante similares aos módulos dos Calorímetros de Ângulos Dianteiros, ou seja, possuem uma configuração em forma de sanduíche (cintilador-chumbo) porém, são retangulares e consistem de 33 camadas onde as folhas de chumbo têm uma espessura de 2mm e os cintiladores têm 15mm de espessura e 100mm de largura. Nestes módulos, foram incluídas folhas de teflon de 0,2mm de espessura tanto para separar os cintiladores das folhas de chumbo quanto para separar as tiras adjacentes dos cintiladores com o objetivo de evitar que a luz de uma tira interfira na da outra.

Cada camada é posicionada perpendicularmente às camadas vizinhas formando uma matriz de 40 por 24 de células de 100cm².

A largura das tiras dos cintiladores aumentam da parte interna para a parte externa do módulo de maneira a garantir que a geometria do CLAS está sendo observada. Cada módulo foi dividido em duas partes, superior e inferior a fim de melhorar a discriminação entre píons e elétrons.

Os chuviros eletromagnéticos originam-se nas folhas de chumbo e se propagam através das camadas tendo sua energia absorvida pelos cintiladores que produzem pulsos de luz que por sua vez, são coletados nas extremidades dos cintiladores por guias de luz que estão acoplados aos cintiladores.

Toda a luz coletada é enviada para os tubos fotomultiplicadores que se localizam acima de cada módulo, a uma distância significativa dos cintiladores (Fig. 3.13). São somados pulsos de luz de 8 diferentes cintiladores antes de serem enviados para os tubos fotomultiplicadores sendo que os cintiladores da parte interna estão acoplados a tubos fotomultiplicadores diferentes daqueles que pertencem a parte externa do módulo.

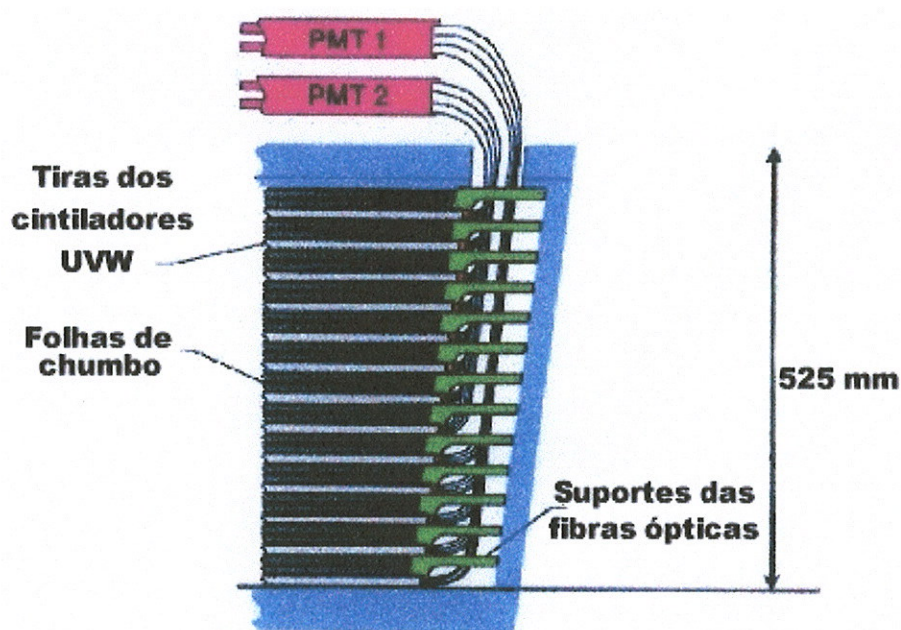


Figura 3.13: Vista lateral do sistema coletor de luz do Calorímetro de Ângulos Traseiros.

A performance deste sistema de detecção depende fortemente da eficiência na transmissão e coleta de luz o que exige a utilização de cintiladores e guias de luz de alta qualidade. Para tanto, foram adquiridos tubos fotomultiplicadores de tipo EMI9945A (Bicron Corporation).

Os cintiladores utilizados neste sistema são do tipo NE110A.

3.4.5 Contadores (Start-Counter)

Este sistema de detecção [54] é composto por três cintiladores de 3mm de espessura, 30cm de comprimento e uma resolução em tempo de 350ps . A função dos contadores é determinar

o tempo do início do evento em relação ao tempo do *trigger*. Como os pacotes de elétrons são enviados para a área experimental em intervalos de $2,04ns$, então, os contadores podem discriminar qual o pacote de elétrons que deu origem ao evento do *trigger*.

Os três cintiladores deste sistema são do tipo BC208 (Bicron) e formam uma configuração hexagonal onde cada cintilador cobre dois dos seis setores do CLAS. A figura 3.14 ilustra um dos três cintiladores deste sistema. Esta configuração é composta de duas partes. Uma parte onde os cintiladores formam um cone hexagonal e é chamada de *nose region* e a segunda parte, onde os cintiladores formam um cilindro hexagonal, é chamada de *leg region*. Este sistema envolve a linha do feixe de tal forma que a distância mais próxima da *leg region* ao feixe é de $11cm$.

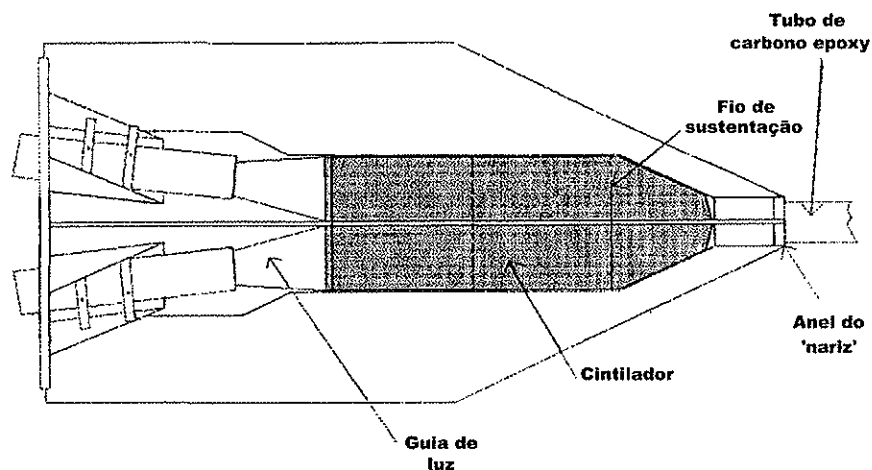


Figura 3.14: Desenho de um dos três cintiladores, seus respectivos guias de luz e tubos fotomultiplicadores.

Este sistema fornece os sinais dos eventos hadrônicos que ocorrem no CLAS e os conectam aos hits do Tagger System. A luz dos cintiladores é coletada por tubos fotomultiplicadores conectados às duas extremidades de cada cintilador (Fig. 3.15).

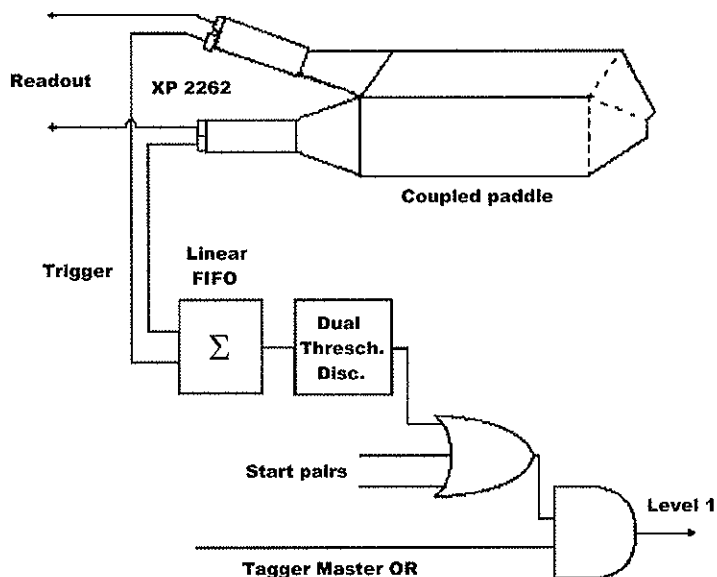


Figura 3.15: Diagrama dos Contadores.

3.5 Sistema de Marcação de Bremsstrahlung (Bremsstrahlung Tagging System)

Este sistema de detecção é de fundamental importância para os experimentos de fotoprodução uma vez que realiza a marcação do feixe de fótons reais produzidos via Bremsstrahlung dos elétrons do feixe incidente.

O feixe de elétrons relativísticos é desacelerado ao atingir o radiador produzindo um feixe de fótons cuja energia varia entre 20% e 95% da energia do feixe de elétrons.

Cada elétron penetrará na região do espectrômetro magnético e sofrerá uma deflexão inversamente proporcional à sua energia, ou seja, quanto menor a energia do elétron, maior a sua deflexão sofrida.

Este sistema possui um espectrômetro Elbek [56] com raio de curvatura de 11,80m, 6,06m de comprimento e pesa 68 toneladas. O Sistema de Marcação é mostrado na figu-

ra 3.16.

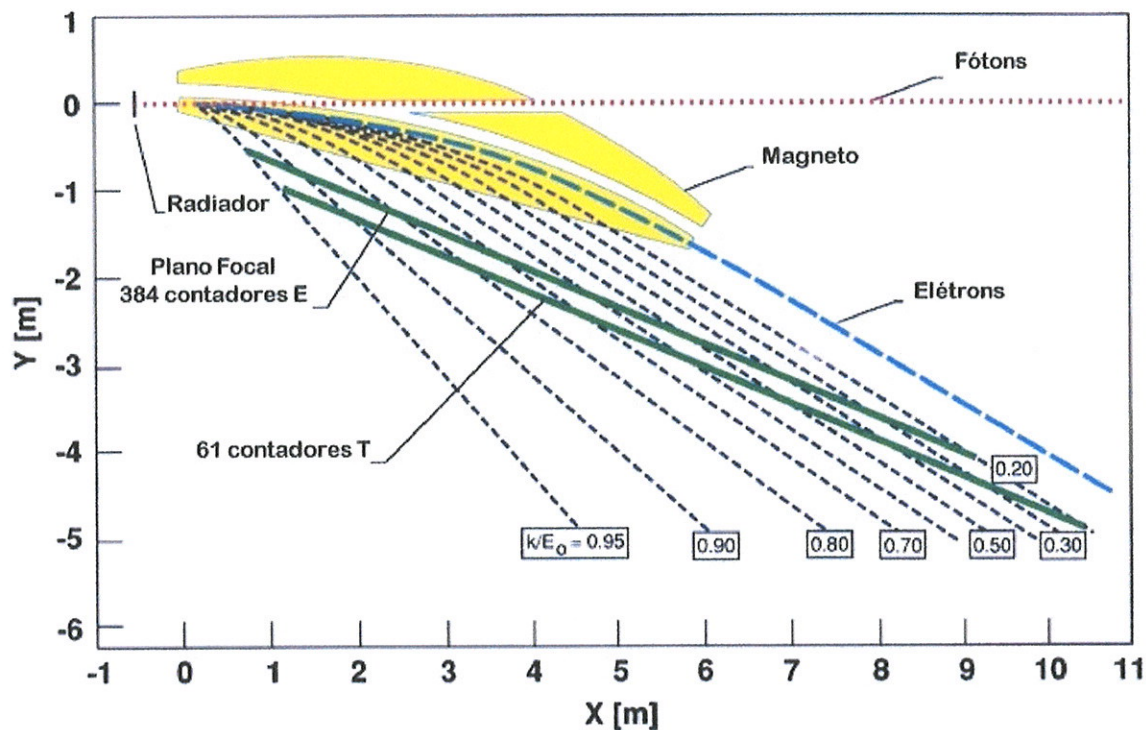


Figura 3.16: Configuração do Sistema de Marcação de Bremsstrahlung.

O espectrômetro é um dipolo magnético de campo uniforme de cerca de $1,3T$ para um feixe de $4GeV$. A distância entre os dois pólos do espectrômetro é de $5,7cm$. O campo magnético apresenta uma relação de $\sim 10^{-3} E_0$ onde E_0 é a energia do elétron incidente.

O ângulo de deflexão do espectrômetro é de 30° que embora seja o menor ângulo que permite uma incidência adequada ao absorvedor de feixe (*beam dump*), foi escolhido por minimizar os custos da construção e ao mesmo tempo, reduzir o peso do sistema.

Os elétrons que não participaram da produção de fótons via Bremsstrahlung seguem uma trajetória semi-circular, seguindo o raio de curvatura imposto pelo campo, e atravessam o magneto até atingirem o absorvedor.

Um conjunto de cintiladores (*Hodoscope*) com $9m$ de comprimento, localizado no plano

focal a $22,4^\circ$ abaixo da linha de feixe incidente, deteta aqueles elétrons que participaram da produção de fótons e foram defletidos pelo campo magnético do espectrômetro.

Este conjunto (*Hodoscope*) possui dois planos separados de contadores de cintilação.

O primeiro plano é chamado de plano-E (E de energia) e possui 384 cintiladores de plástico (*E-counters*) de 20cm de comprimento, 4mm de espessura e larguras entre 6 e 18mm; cobrindo um intervalo constante de momento de $0,003E_0$.

Cada contador de cintilação sobrepõe os cintiladores vizinhos em um terço das suas larguras respectivas o que resulta em 767 bins de energia.

Os *E-counters* detetam as posições dos elétrons defletidos e conseqüentemente, registram as energias correspondentes.

Cada cintilador é embrulhado em uma folha de papel branca a fim de aumentar a eficiência na coleta de luz e ainda, reduzir a interferência entre os cintiladores vizinhos.

Cada cintilador é equipado com um guia de luz de fibra óptica e um tubo fotomultiplicador.

O segundo plano do *Hodoscope* é chamado de plano-T (T de tempo) e possui 61 cintiladores (*T-counters*) de 2cm de espessura.

Os *T-counters* são divididos em 121 bins de tempo uma vez que os contadores adjacentes se sobrepõem.

Cada cintilador é equipado com dois tubos fotomultiplicadores do tipo EMI9954A, chamados de *left* e *right* já que estão acoplados em cada uma das extremidades do cintilador.

Os *T-counters* têm a resolução em tempo necessária para formar uma coincidência com o evento resultante da interação nuclear e o fóton marcado este sinal forma também uma coincidência com os *E-counters* correspondentes, de maneira a minimizar os eventos acidentais.

3.6 Colimadores

Dois colimadores separados por dois magnetos foram colocados na linha do feixe entre o radiador e o alvo. Estes colimadores foram usados para cortar as caudas do feixe de fótons. O diâmetro do primeiro colimador mede $8,61\text{mm}$, o diâmetro do segundo mede $17,3\text{mm}$. O propósito dos magnetos é desviar os *debris* carregados pelas caudas do feixe de fótons que interagem com o material do colimador fora do eixo do feixe. O segundo colimador ajuda a remover qualquer *background* remanescente.

3.7 Alvo

O alvo utilizado no experimento G2 apresenta uma célula de 40mm de diâmetro. As paredes da célula medem $5\mu\text{m}$ de espessura. O volume do alvo é 400cm^{-3} . O diagrama esquemático do alvo é mostrado na figura 3.17.

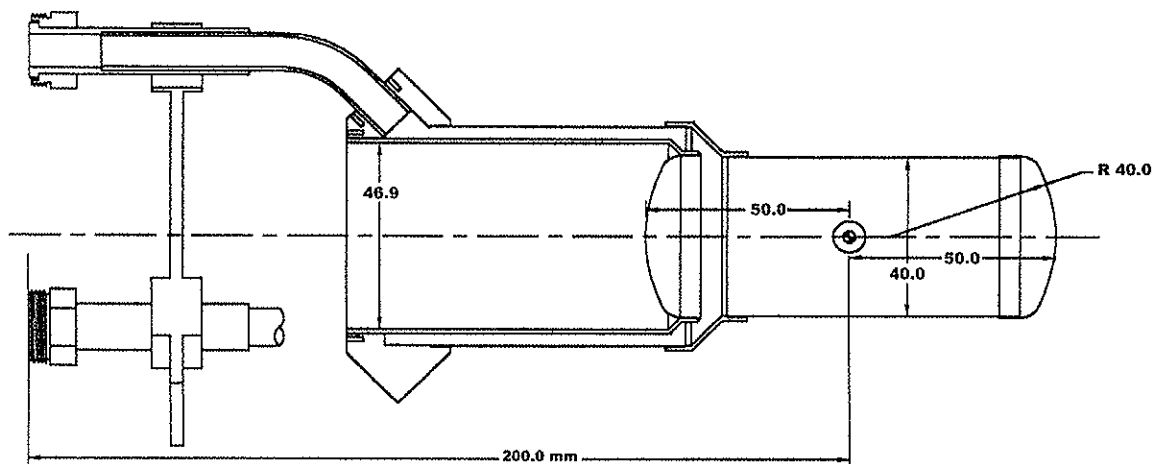


Figura 3.17: Alvo de deutério utilizado no experimento G2.

Capítulo 4

Reconstrução

4.1 Introdução

Durante a realização do experimento, os dados são armazenados pelo sistema de aquisição de dados, em arquivos de formato BOS [57]. Estes dados, estocados nos arquivos de dados crus (*raw data files*), estão em forma de sinais eletrônicos que foram registrados nos ADCs e TDCs de cada sistema de detecção.

Para que a análise seja realizada, é necessário fazer o processamento dos dados de maneira a se obter arquivos com quantidades físicas como energia, momento, etc. Este processamento é conhecido como *cooking* [58]. Na verdade, o *cooking* é apenas uma das várias etapas do procedimento que se deve seguir até a obtenção de dados reconstruídos.

Neste capítulo, vamos apresentar toda a sequência de operações seguida para a realização da reconstrução dos dados analisados neste trabalho.

4.2 Processamento dos Dados

O processamento dos dados é dividido em etapas com a finalidade de facilitar a realização da reconstrução, uma vez que este procedimento requer uma quantidade muito grande de programas que executam tarefas bastante distintas.

4.2.1 Pré-processamento

Nesta etapa, é realizada uma espécie de triagem onde são descartados trechos dos arquivos de dados crus (*raw data*) que apresentam problemas de sincronia. Estes trechos são rastreados pelo programa 'sync' que lista a sequências de eventos que apresentam um sinal de sincronização ruim.

Esta operação torna o processamento mais eficiente uma vez os eventos desincronizados não necessitam ser processados para, então, serem descartados.

4.2.2 Calibrações

A qualidade da reconstrução depende fundamentalmente da calibração [59] [60] [61] dos dados que deve ser realizada para cada um dos sistemas de detecção.

Para cada sistema de detecção são obtidas constantes de calibração que são estocadas na base de dados chamada *Mapmanager (Map)*. A obtenção das constantes se dá através da utilização de programas específicos para cada sistema a ser calibrado. As constantes de calibração são necessárias para que os arquivos dos BOS *banks* sejam analisados adequadamente durante o *cooking*.

Para realizar as calibrações, é selecionada uma amostra dos dados, cerca de 2% do total, de maneira a representar todo o período de medidas. Um a um, todos os arquivos selecionados são submetidos aos programas de calibração que calculam os valores das constantes.

À medida que as constantes são obtidas, elas vão sendo armazenadas no *Map* e passam a interferir no processo de calibração. Então, ao repetir este procedimento várias vezes para cada arquivo, os valores das constantes são alterados até atingirem uma performance satisfatória para cada configuração dos sistemas. Durante a realização da calibração com esta amostra de dados, os programas computacionais utilizados também vão sendo alterados a fim de serem aprimorados.

Após obter todas as constantes de calibração necessárias e devidamente armazenadas em

suas respectivas bibliotecas (*Maps*), pode-se realizar o *cooking* de todo o conjunto de dados. As constantes obtidas podem ser utilizadas para uma sequência de arquivos de dados desde que estes apresentem o mesmo comportamento. Quando o comportamento de um arquivo difere dos demais vizinhos, nova calibração deve ser realizada.

A realização das calibrações segue uma ordem de precedência. A seguir, é descrita a calibração do sistema de detecção Tagger.

Calibração do Tagger

A calibração do Sistema de Marcação por Bremsstrahlung se destina à obtenção de constantes cujos valores possibilitam substituir o *start time* obtido no Tagger pelo tempo do RF correspondente. Esta calibração é crucial para a análise de dados pois basta que um pacote do RF seja correlacionado erroneamente com o tempo do Tagger para que este erro se propague comprometendo a identificação das partículas.

Para que um *hit* seja considerado válido pelo sistema de aquisição do Tagger, e portanto, represente um evento, este *hit* deve cumprir os seguintes critérios:

- os *hits* devem ser encontrados nos TDCs direito e esquerdo de um contador T;
- estes *hits* do contador T devem coincidir com um *hit* no TDC do contador E. Esta condição é chamada de coincidência em tempo; e
- estes dois contadores devem se enquadrar na trajetória estabelecida para o elétron pela óptica do magneto. Esta condição é chamada de coincidência geométrica.

A calibração leva em consideração todos esses critérios e ainda, segue uma série de condições para eliminar todas as configurações de *hits* que permaneçam ambíguas. A calibração é realizada através das seguintes etapas:

Filtragem dos Dados Crus e Conversão de tempo

Inicialmente, todos os sinais registrados nos TDCs dos contadores T e E são armazenados em bancos para, então, serem filtrados seguindo os seguintes critérios:

Para o caso dos *hits* dos contadores T, armazenados no banco TAGT, são eliminados todos aqueles:

- que são encontrados apenas no TDC direito ou no TDC esquerdo e que portanto, não respeitam o primeiro critério para ser considerado um evento; e
- cujo valor está fora do intervalo estabelecido ($1 < \text{TDC} < 4094$).

Para o caso dos *hits* dos contadores E, armazenados no banco TAGE, são eliminados todos aqueles cujo tempo não coincide com o tempo dos *hits* dos contadores T devido ao grande *slope* de seus TDCs.

Os canais dos TDCs tanto dos contadores T quanto dos contadores E são convertidos para tempo (em nanosegundos). Isto é realizado utilizando-se as informações fornecidas pelos *slopes* dos TDCs que estão armazenadas no *Mapmanager*.

Coincidência Geométrica dos Contadores T e E

Os *hits* dos contadores T e dos contadores E devem respeitar uma geometria estabelecida pela óptica do magneto. Os *hits* de ambos os contadores podem coincidir temporalmente mas se não houver coincidência geométrica, eles serão descartados como coincidências acidentais.

Estas coincidências acidentais se devem a dois diferentes motivos:

- para contadores $E > 192$, pode haver radiação *synchrotron* ou ainda, interação de elétrons no interior dos contadores E; e
- para contadores $E < 192$, os módulos TDCs apresentam problemas para resetar após cada evento, produzindo um número alto de *hits* falsos.

Coincidência em Tempo dos Contadores T e E

Os *hits* dos contadores E e T devem respeitar uma coincidência em tempo que estabelece que a diferença deve ser menor do que a metade do valor do parâmetro chamado janela-ET que é de $20ns$. Com esta condição, é possível reduzir um número grande de coincidências acidentais.

Rebinning dos Contadores T e E

Devido à sobreposição entre os contadores, os hits em contadores adjacentes (um elétron atingindo dois contadores E ou dois T) podem ser reconstruídos como um *hit* simples caso apresentem tempos próximos o suficiente. Este procedimento é chamado de *rebinning*. Os valores aceitos são: $20ns$ para os contadores E e $10ns$ para os contadores T.

Ajuste Fino do Tempo

É realizado um alinhamento fino no tempo dos contadores T em relação ao RF, para determinar qual o pacote RF que produziu cada *hit* reconstruído. Foi observado que provavelmente, devido o *crosstalking* eletrônico, a diferença de tempo de um contador T em relação ao tempo RF é deslocada quando os contadores T adjacentes também cintilam. Este deslocamento é de cerca de $700ps$ para determinados contadores T. O alinhamento fino dos tempos dos contadores T em relação ao RF devem, portanto, levar em consideração se o contador T cintilou sozinho ou se em coincidência com os contadores T adjacentes.

São utilizadas as seguintes constantes para a realização das etapas citadas acima:

- TDC *slopes*: 121 constantes para o TDC dos contadores T (direitos e esquerdos) e 1 constante para o TDC do contador E.
- *Base peak position*: 121 constantes para os contadores T (direitos e esquerdos) e 384 constantes para os contadores E.
- C_i : 121 constantes para cada *bin* dos contadores T.

- *Time offset*: 1 constante

4.2.3 Monitoração

Foram produzidos vários programas de monitoração que podem ser utilizados tanto no decorrer da calibração, auxiliando no refinamento dos valores das constantes de calibração, quanto no final do processamento, checando os dados reconstruídos.

São os programas de monitoração que possibilitam verificar o alcance das constantes de calibração em uma sequência de arquivos de dados, discriminando em que períodos devem ser realizadas novas calibrações. Este ajuste fino, onde são acrescentados outros arquivos, além dos inicialmente escolhidos, garante que toda a tomada de dados esteja com a melhor performance possível de constantes.

Os diversos programas de monitoração (*pdu-mon*, *trk-mon*, *pid-mon*, *sc-mon*, *rf-mon* e *scaler-mon*) são responsáveis pela produção de arquivos de histogramas contendo as mais variadas informações sobre os diferentes sistemas de detecção. Estas informações estão armazenadas na base de dados chamada *Off-line*. Desta maneira, a qualidade das calibrações e do processamento dos dados podem ser checados a qualquer momento.

4.2.4 Filtragem

O procedimento de filtragem permite que os dados sejam reduzidos possibilitando o acesso àqueles eventos que contenham informação sobre a reação de interesse e eliminando os que não tenham nenhuma contribuição para o estudo em questão. Dessa maneira, fica-se com uma quantidade de dados mais facilmente manipulável.

Existem vários programas disponíveis para a realização de diferentes filtragens dos dados obtidos na área experimental B, tais como *e-filter*, que realiza filtragem de dados de experimentos de eletrodução; *physfilter*, que seleciona eventos com pelo menos um *track* negativo e dois positivos.

Como este trabalho se refere a fotoprodução de kaons, foi utilizado um programa chama-

do *g-filter* que realizou a filtragem impondo duas restrições: uma em relação à identificação das partículas e outra em relação à massa faltante (*missing mass*). Portanto, W deve ser maior do que $1,8\text{GeV}$. Como a aceitação dos kaons positivos é muito pequena, a detecção das partículas ficou restrita apenas aos prótons, Kaons e píons. Os híperons foram identificados via *missing mass*.

O procedimento de filtragem possibilita, ainda, uma boa identificação de partículas que se torna viável ao restringirmos a energia e o momento que, conseqüentemente, reduzem o *background* do estado final de interesse.

4.2.5 *Cooking*

Nesta etapa do processamento, é utilizado um programa chamado *a1c* que é o coração do processo de reconstrução. Basicamente, este programa utiliza os arquivos de dados crus como arquivos de entrada, incorpora as constantes de calibração disponibilizadas nos *Maps*, inclui os programas de filtragem requisitados e devolve os dados reconstruídos que são armazenados em arquivos em formato BOS também.

O *cooking* é realizado em duas etapas. Na primeira etapa, chamada de *pass0*, cerca de 10% do total de dados é processado. Esta quantidade de dados não pode ser muito grande para para que o *cooking* seja realizado num curto período de tempo (cerca de um mês) mas deve ser grande o suficiente para que sirva como referência possibilitando que os ajustes de alto nível de refinamento possam ser adotados para todo o período de medidas.

Após o *cooking* desta etapa, realiza-se uma monitoração bastante minuciosa, onde são verificados o máximo de histogramas possível para todos os sistemas de detecção com o objetivo de garantir que todos os parâmetros escolhidos estão sendo respeitados, de verificar a necessidade de realizar modificações nos programas utilizados e principalmente, de refinar as constantes de calibração. Quantidades como o *yield* de diferentes tipos de partículas e o tempo relativo entre os detetores; são examinadas em cada arquivo processado a fim de verificar a qualidade do procedimento.

A seguir, realiza-se uma pré-análise detalhada onde são extraídas seções de choque absolutas, que serve como uma checagem global da coerência do dados reconstruídos.

Terminada esta etapa, todas as versões finais dos programas utilizados na calibração, na monitoração, na filtragem e no *cooking* são armazenadas em uma biblioteca. Os arquivos BOS que armazenam as constantes de calibração são 'congelados', de maneira a não sofrerem mais nenhuma modificação. Todos estes arquivos gerados são, finalmente, copiados para um *tape* que é mantido no silo.

Na segunda etapa, chamada *pass1*, todos os arquivos de dados são processados utilizando-se as versões finais dos programas ajustados e as constantes refinadas obtidas na calibração final. Após o processamento, todos os arquivos são inspecionados sofrendo uma última seleção antes de serem disponibilizados para a análise.

Todos os arquivos de dados processados são armazenados no silo em bancos BOS. BOS é um sistema de gerenciamento dinâmico escrito em Fortran-77. Neste sistema, um banco é uma coleção de dados atachados a um *header* que contém informações sobre o número de colunas e linhas relativas aos dados que estão no banco. O *header* pode ainda, identificar o tipo de banco e a localização do bancos seguintes na memória. Isto é aproximadamente análogo à estrutura da linguagem C na qual os dados podem ser um misto de *floating points*, caracteres e inteiros.

Parte III

Análise de Dados

Capítulo 5

Identificação de Partículas

5.1 Introdução

Os dados analisados neste trabalho foram obtidos durante o período de medidas chamado *G2*, que contou com 23 dias de tomada de dados. Um feixe de elétrons de $2,47\text{GeV}$ foi utilizado para criar, via *bremmstrahlung*, um feixe de fótons num intervalo de $0,50$ a $2,375\text{GeV}$.

Entre os três experimentos realizados durante este período de medidas, o experimento 89-045, que envolve esta análise, trata da fotoprodução de kaons a partir de um alvo de deutério.

Das seis reações elementares de produção de kaons que podem ocorrer neste experimento:

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda n_s \quad (5.1)$$

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 n_s \quad (5.2)$$

$$\gamma n \rightarrow K^+ \Sigma^- p_s \quad (5.3)$$

$$\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda p_s \quad (5.4)$$

$$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+ n_s \quad (5.5)$$

$$\gamma n \rightarrow K^0 \Sigma^0 p_s \quad (5.6)$$

as reações (5.1), (5.2) e (5.3) foram analisadas neste trabalho.

Inicialmente, procurou-se identificar estes canais utilizando-se as informações que cada sistema de detecção do CLAS fornece.

O método de identificação utilizado neste trabalho será discutido em detalhes nas próximas seções.

5.2 Identificação de Partículas

A identificação de partículas é realizada utilizando-se informações sobre a massa hadrônica, que podem ser obtidas através dos sistemas de detecção.

Temos que a relação relativística entre a energia total E , o momento p e a massa de repouso m de uma partícula é:

$$E^2 = m^2 c^2 + p^2 c^2 \quad (5.7)$$

considerando a velocidade da luz como $c=1$, obtemos:

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (5.8)$$

Temos ainda, que a velocidade da partícula é dada por:

$$v = \beta c = \beta \quad (5.9)$$

Escrevendo o momento como $p = \gamma m v$ e substituindo a expressão 5.9, a massa hadrônica é dada por:

$$m = \frac{p}{\gamma \beta} \quad (5.10)$$

Substituindo o fator de Lorentz, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, chegamos em:

$$m = \left(\frac{p^2}{\beta^2} - p^2\right)^{1/2} \quad (5.11)$$

Obtemos uma expressão que depende apenas do momento e da velocidade da partícula. Podemos obter a velocidade das partículas observadas através do sistema de detecção Tempo de Vôo, uma vez que a velocidade depende do tempo de vôo e da trajetória percorrida (*path lenght*) l do alvo até o cintilador:

$$\beta = \frac{l}{c\Delta t} \quad (5.12)$$

O momento é fornecido pelo sistema de Câmaras de Arrasto e pelo valor do campo magnético do toróide.

A figura 5.1 apresenta um espectro dos hádrons positivos obtido a partir dos dados experimentais devidamente processados.

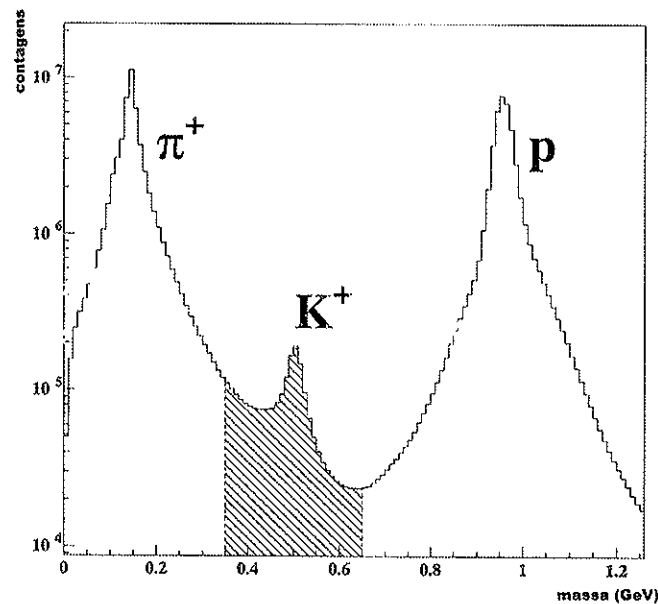


Figura 5.1: Massa hadrônica de partículas positivas.

O pico correspondente aos kaons positivos é pouco visível entre os picos dos píons e dos prótons.

No entanto, se considerarmos a figura 5.2 onde está plotada a velocidade em função do momento para partículas positivas, podemos observar faixas bem separadas para cada partícula (píons, kaons e prótons). Fica claro que é possível realizar uma identificação de boa qualidade com os dados obtidos, bastando para tanto seguir um procedimento adequado para eliminar os fundos (*background*) existentes.

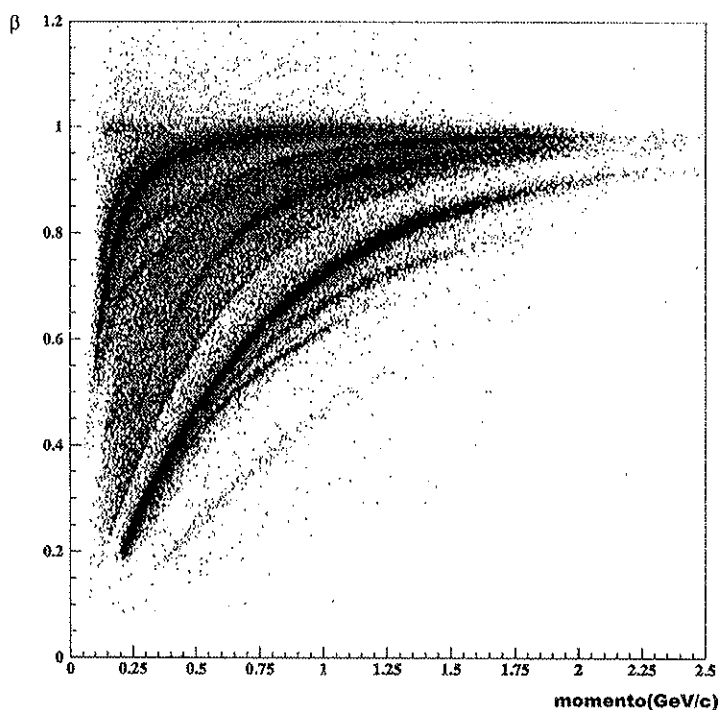


Figura 5.2: Momento das partículas positivas em função de beta.

A primeira etapa do procedimento para identificação dos kaons é a filtragem que foi realizada utilizando o programa *g-filter* durante o processamento dos dados, como já foi detalhado no capítulo anterior, onde é realizado um corte na massa dos hádrons entre 0,3 e 0,7GeV, como ilustrado na figura 5.3.

Após este corte na massa dos hádrons é possível notar que ainda existe um *background* significativo sob o pico do Kaon. Este fundo se deve, em sua maior parte, à existência de píons e prótons reconstruídos incorretamente.

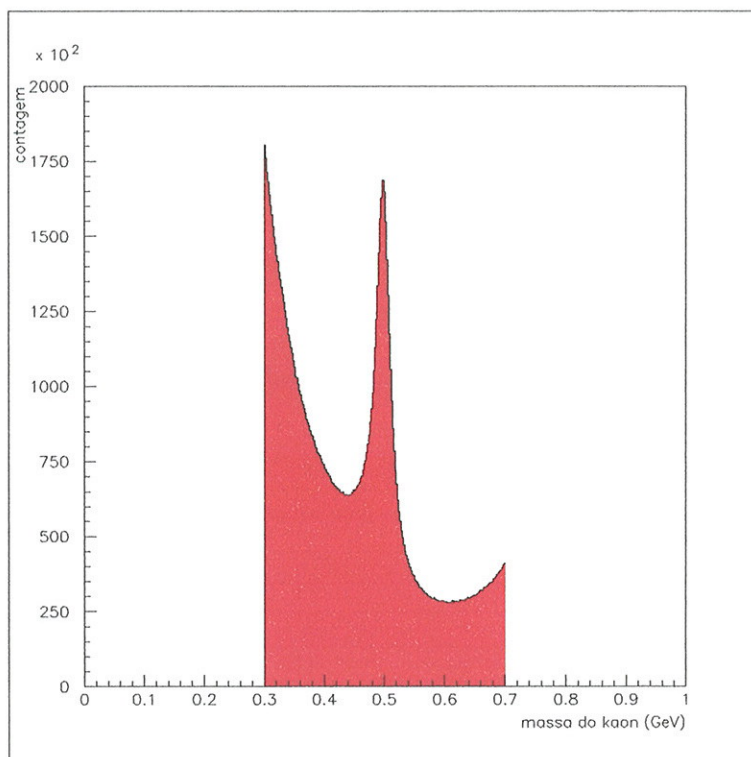


Figura 5.3: Corte na massa hadrônica, de 0,3 a 0,7 GeV, apresentando o pico correspondente aos mésons kaons e suas respectivas *side bands*.

A figura 5.4 apresenta a velocidade em função do momento para dados filtrados. A linha onde os kaons se apresentam é atravessada por faixas horizontais que muito provavelmente se devem aos píons e prótons acidentais, provenientes de outros pacotes de feixes que acabam sendo reconstruídos incorretamente.

Para que se possa tornar esta amostra de kaons mais limpa, são necessárias informações ainda mais finas sobre o tempo. Então, foi realizado um corte utilizando-se a informação de tempo fornecida pelo Sistema de Contadores (Start Counters - ST). Foi calculada a

diferença entre o *vertex time* do ST e o *vertex time* do TOF (Tempo de Vôo - TOF).

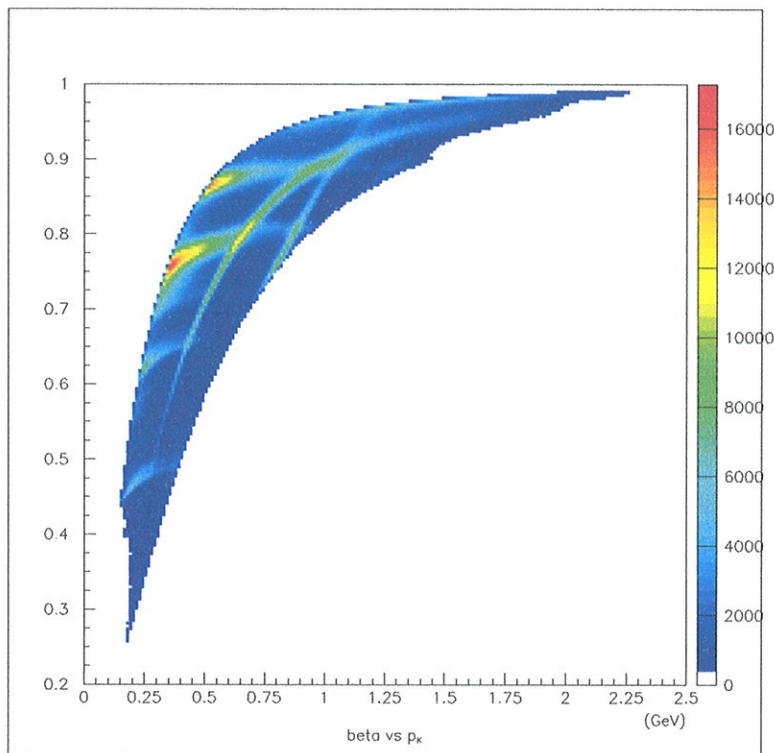


Figura 5.4: Momento em função de beta. As cores representam a distribuição das partículas positivas.

Um terceiro corte foi aplicado utilizando-se a diferença entre o beta, β , medido pelo TOF e o beta, β_p , calculado a partir do momento.

$$\beta_p = \left(\frac{p^2}{m^2 + p^2} \right)^{1/2} \quad (5.13)$$

Com este corte foram eliminadas partículas que estavam incorretamente reconstruídas.

Um quarto corte foi aplicado, limitando os valores do momento em: $0,5 < p < 1,5$. Para valores altos de momento, a velocidade dos kaons, β_K , torna-se muito próxima de 1 e começa a se misturar com a velocidade dos píons; portanto, apenas os kaons com momentos menores do que $1,5\text{GeV}$ foram considerados. O corte realizado para baixos valores de

momento, onde apenas kaons com momento maior do que $0,5\text{GeV}$ são considerados, é devido à grande concentração de *background* (faixas horizontais) em relação ao número de kaons e também, pela alta probabilidade de decaimentos em vôo.

A figura 5.5 mostra o espectro da massa do kaon após todos os quatro cortes terem sido aplicados, fornecendo o número total de kaons positivos identificados a partir dos dados experimentais.

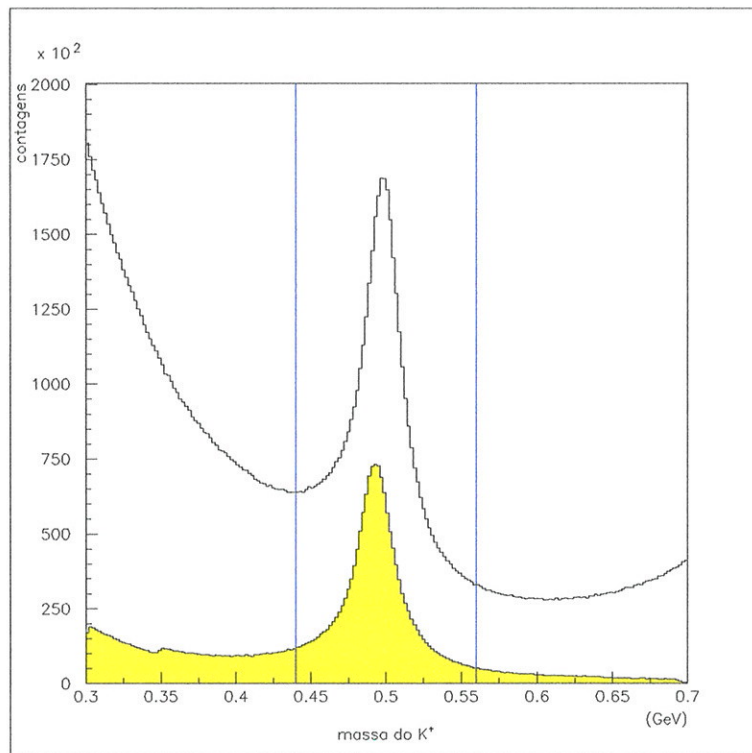


Figura 5.5: Massa dos mésons kaons positivos obtidos experimentalmente.

5.3 Determinação da Massa Faltante

Para determinar a massa faltante da reação $\gamma d \rightarrow K^+ X$, onde X é a partícula faltante, devemos considerar a relação relativística entre a energia, o momento e a massa de repouso para cada partícula pertencente à reação dada acima; então,

$$m = (E^2 - p^2)^{-1/2} \quad (5.14)$$

Um dos nucleons pertencentes ao dêuteron foi considerado como o alvo enquanto o outro foi tratado como espectador. Trata-se, de fato, de subtrair o nucleon espectador dos dois lados da reação:



Isto só é possível porque o momento do nucleon espectador é muito pequeno.

Então a expressão para o cálculo da massa faltante é:

$$m_x = [m_N^2 + m_K^2 - 2m_N E_K + 2E_\gamma(m_N + p_K(3) - E_K)]^{-1/2} \quad (5.16)$$

onde

m_x é a massa faltante;

m_N é a massa do nucleon;

m_K é a massa do Kaon;

E_K é a energia do Kaon;

E_γ é a energia do fóton; e

$p_K(3)$ é uma das componentes do momento do Kaon.

Todas as variáveis utilizadas na determinação da massa faltante foram obtidas no experimento, com exceção da massa do nucleon. A massa do kaon utilizada no cálculo é aquela obtida através da identificação dos kaons. Para tanto, foi estabelecido um corte próximo ao pico do kaon, limitando a região de interesse ao intervalo entre 0,44 e 0,56GeV (as linhas verticais da figura 5.5).

Os híperons são identificados através do cálculo da massa faltante. Para o caso da reação $\gamma N \rightarrow K^+ X$, é esperado que haja contribuição para a massa faltante tanto dos Λ quanto dos Σ (Σ^- e Σ^0). Após realizar o cálculo da equação 5.16, obtivemos um espectro da massa faltante em função do ângulo do kaon (θ_K). A figura 5.6 mostra esta distribuição.

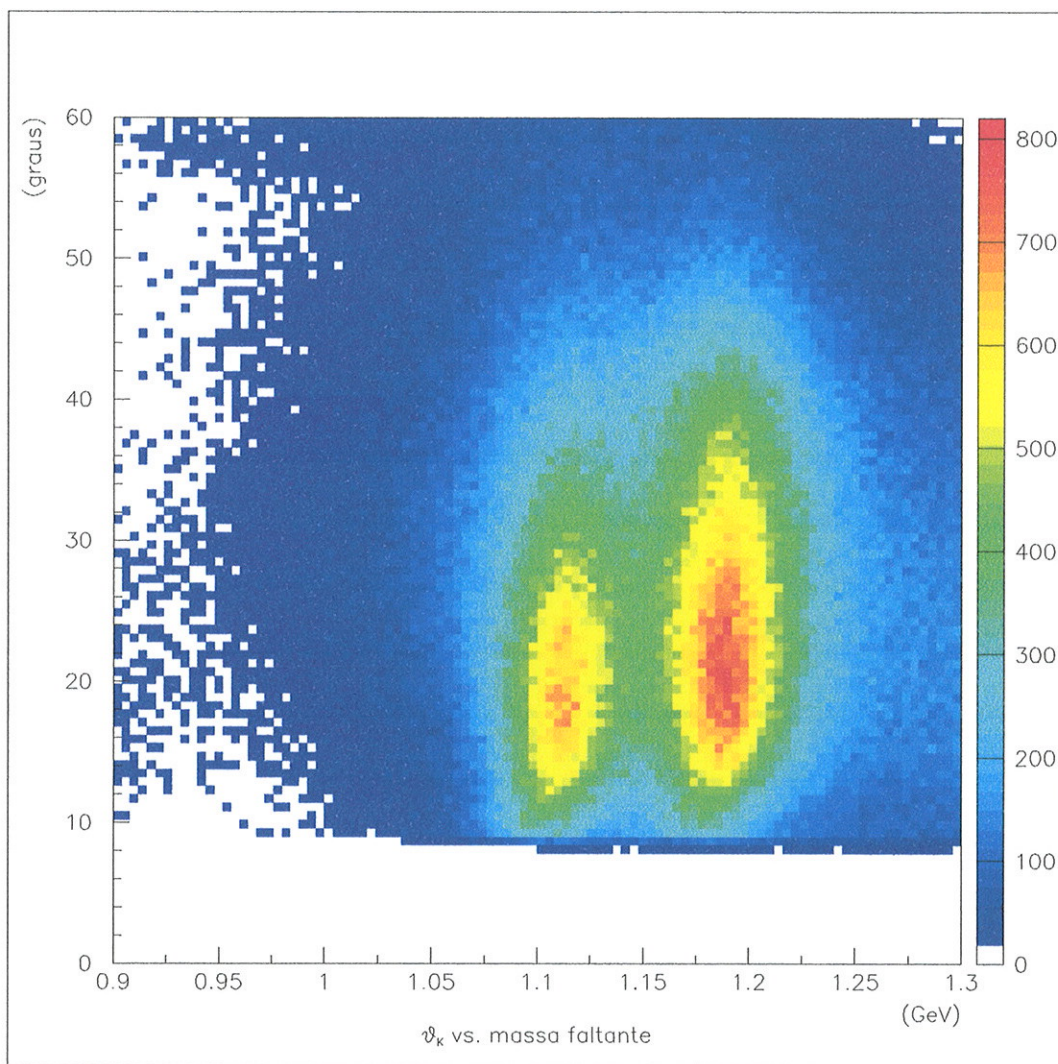


Figura 5.6: Massa faltante em função de θ_K . As cores representam a distribuição de partículas.

Podemos verificar a presença tanto dos Λ quanto dos Σ (Σ^0 e Σ^-) uma vez que as suas

massas são: $(1115, 682 \pm 0, 006) MeV$, $(1192, 642 \pm 0, 024) MeV$ e $(1197, 449 \pm 0, 030) MeV$ [62], respectivamente.

Existem regiões de energia onde há predominância ora de partículas Λ ora de Σ . No entanto, mesmo nestas regiões é possível distinguir ambas as distribuições. Na figura 5.7 são apresentadas as distribuições de massa faltante em função de θ_K para quatro regiões de energia diferentes:

- no alto a esquerda, $1,0 < E_\gamma < 1,3 GeV$,
- no alto a direita, $1,3 < E_\gamma < 1,6 GeV$,
- embaixo a esquerda, $1,6 < E_\gamma < 1,9 GeV$, e
- embaixo a direita, $1,9 < E_\gamma < 2,2 GeV$.

5.4 Determinação dos Híperons

Para extrair a contribuição de cada um dos híperons (Λ , Σ^0 e Σ^-) a partir dos dados do dêuteron foi realizado um ajuste para o espectro da massa faltante.

Inicialmente, o espectro da massa faltante foi plotado em canais de energia do fóton incidente, E_γ , e em canais de $\cos\theta_{CM}^K$. Para tanto, foram estabelecidas as seguintes restrições:

- $0,9625 < E_\gamma < 2,2625 GeV$ em 13 canais com $\Delta E_\gamma = 100 MeV$, e
- $-1 < \cos\theta_{CM}^K < 1$ em 20 canais com $\Delta \cos\theta_{CM}^K = 0,1$.

Na figura 5.8 está apresentada a distribuição de massa faltante em canais de E_γ e $\cos\theta_{CM}^K$, onde cada canal é representado por um quadrado. As cores representam a quantidade de partículas presentes em cada canal.

Para a realização do ajuste das curvas referentes aos Λ e aos Σ , plotamos o histograma da massa faltante e da massa dos kaons simultaneamente para cada um dos canais apresentados na figura 5.8 obedecendo as seguintes restrições:

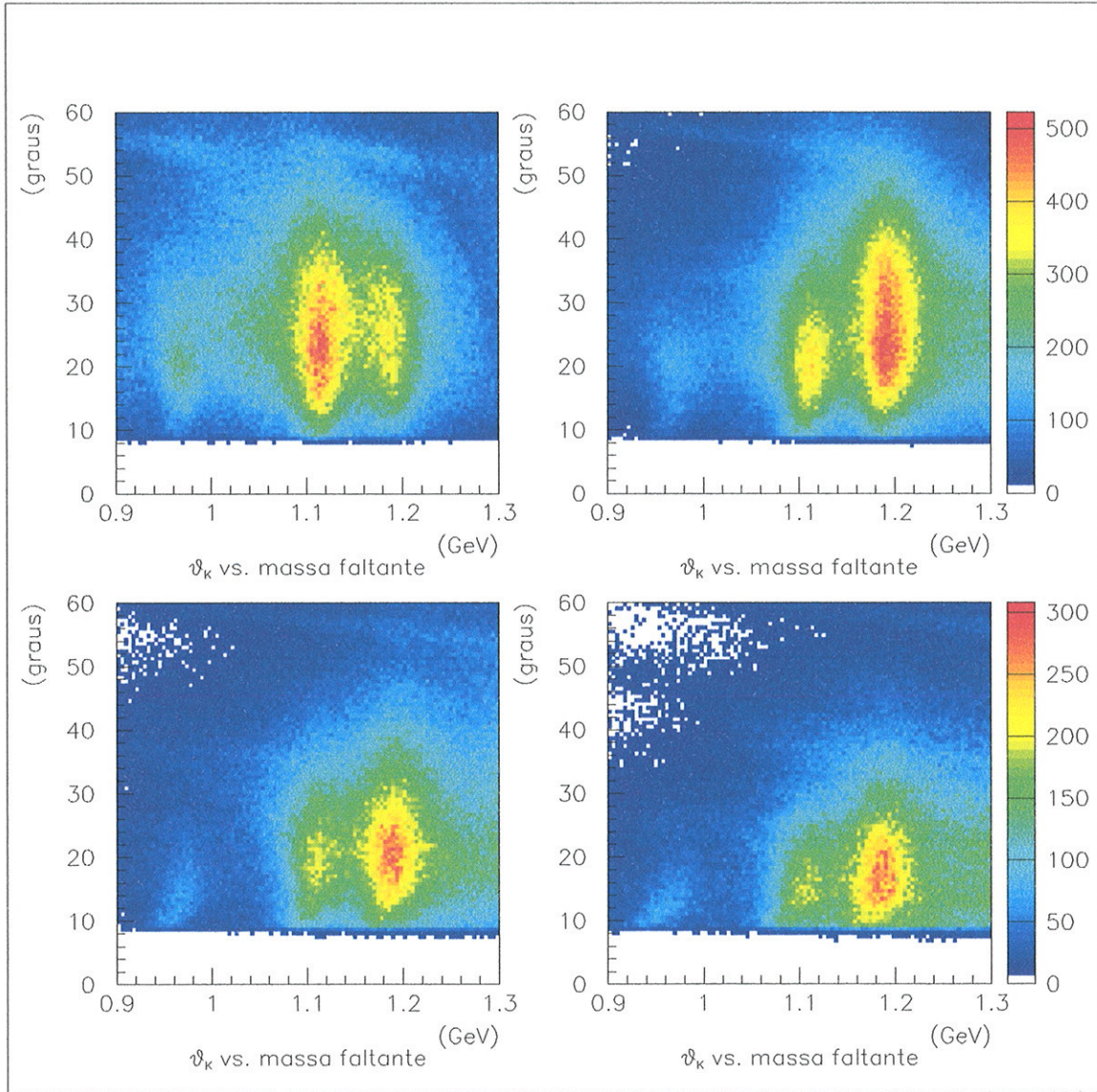


Figura 5.7: Massa faltante em função de θ_K para quatro intervalos diferentes de energia do fóton.

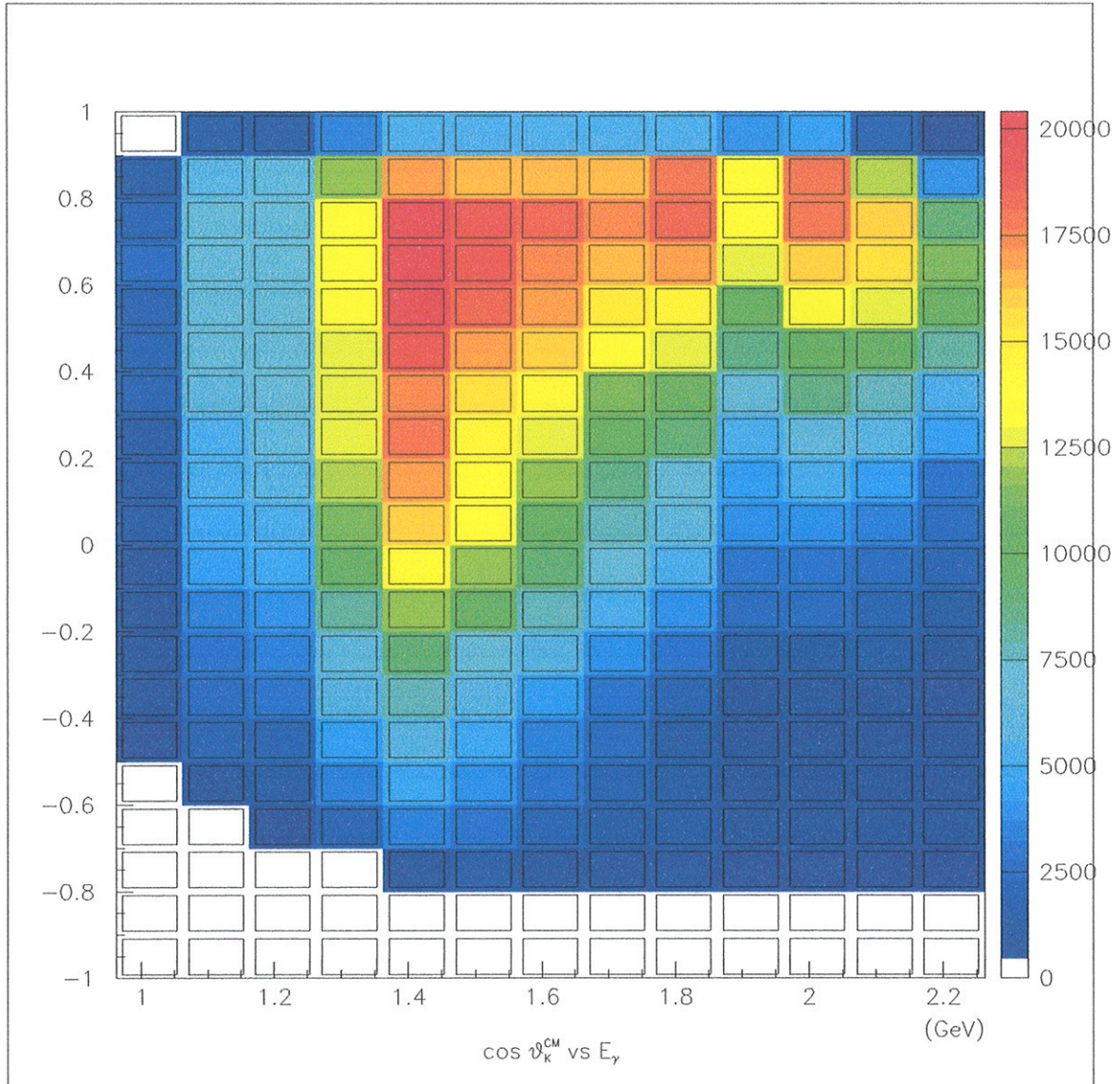


Figura 5.8: Distribuição da massa faltante em 13 canais de energia do fóton incidente e em 20 canais de $\cos\theta_K$.

- a largura da janela do pico da massa do kaon deveria estar em um intervalo de $0,45$ a $0,56\text{GeV}$, e
- a largura da janela dos picos de massa faltante deveria estar em um intervalo de 1.005GeV a 1.285GeV .

Dessa maneira, foram obtidas áreas iguais nos dois histogramas de cada canal onde os híperons poderiam ser identificados (veja figura 5.9).

Para cada um dos histogramas, deveríamos realizar a subtração do *background* existente. Inicialmente, esta subtração do *background* seria feita de maneira *standard*, utilizando as janelas laterais (*sidebands*) dos picos dos híperons para o ajuste de uma reta. Mas ao serem realizadas algumas checagens, veja figura 5.10, verificamos que existe uma estrutura referente às partículas que formam o *background* e seria, portanto, necessário encontrar uma função que representasse adequadamente esta estrutura a fim de subtrair corretamente todo o *background*.

Para realização do ajuste das curvas para a subtração do *background* e conseqüente obtenção de Λ e Σ foi criado um procedimento que segue quatro etapas.

Corte Dinâmico

Nesta primeira etapa da subtração do *background*, foi necessário estabelecer um corte na massa do kaon que inicialmente foi fixado entre $0,44$ e $0,56\text{GeV}$ para todos os canais apresentados na figura 5.8, que somam um total de 260 histogramas. Mas não era conveniente manter um intervalo único para todos os canais porque a largura do pico do kaon depende do momento, e ao utilizarmos um corte largo estávamos incluindo parte das janelas laterais com relação ao pico, *sidebands*, na área selecionada ao invés de termos apenas a janela do pico. Então, a solução foi determinar este intervalo para cada canal independentemente utilizando uma única condição para todos eles, uma largura de 3σ .

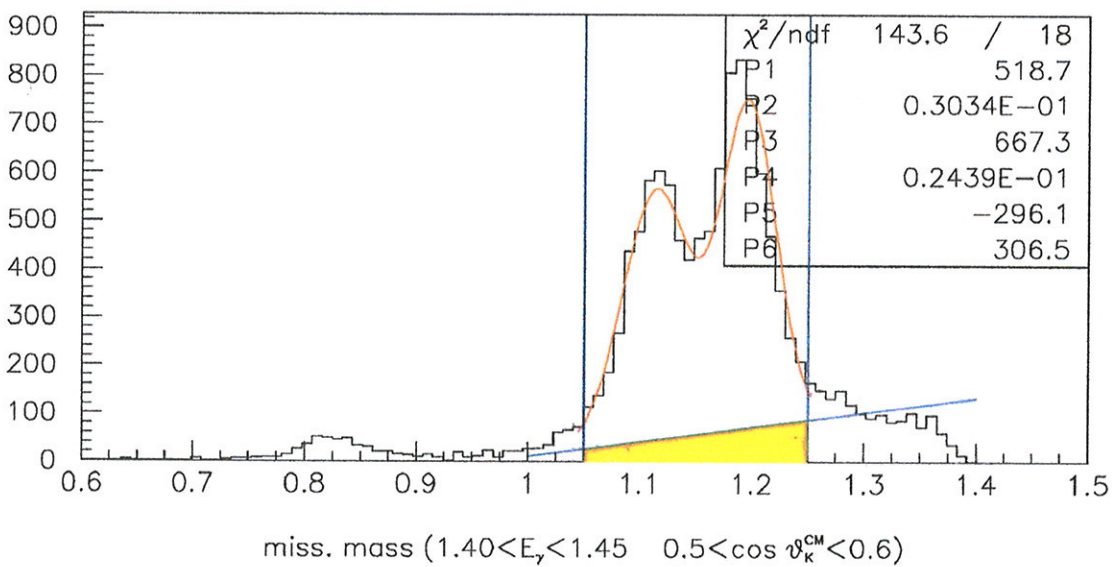
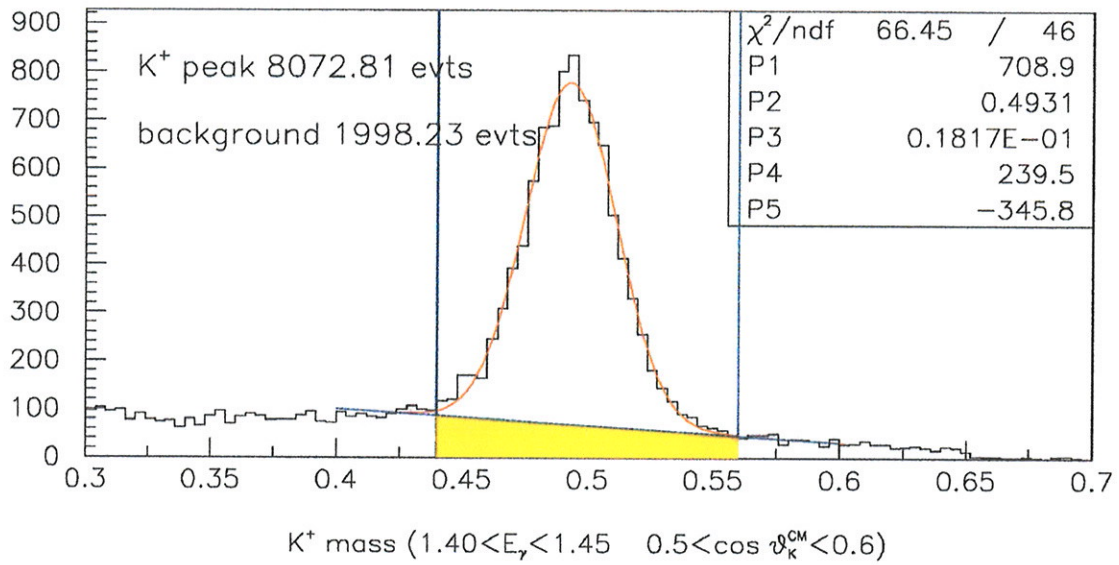


Figura 5.9: No alto, histograma da massa do kaon em função do número de contagens e abaixo, histograma da massa faltante em função do número de contagens; ambos com seus respectivos ajustes correlacionados.

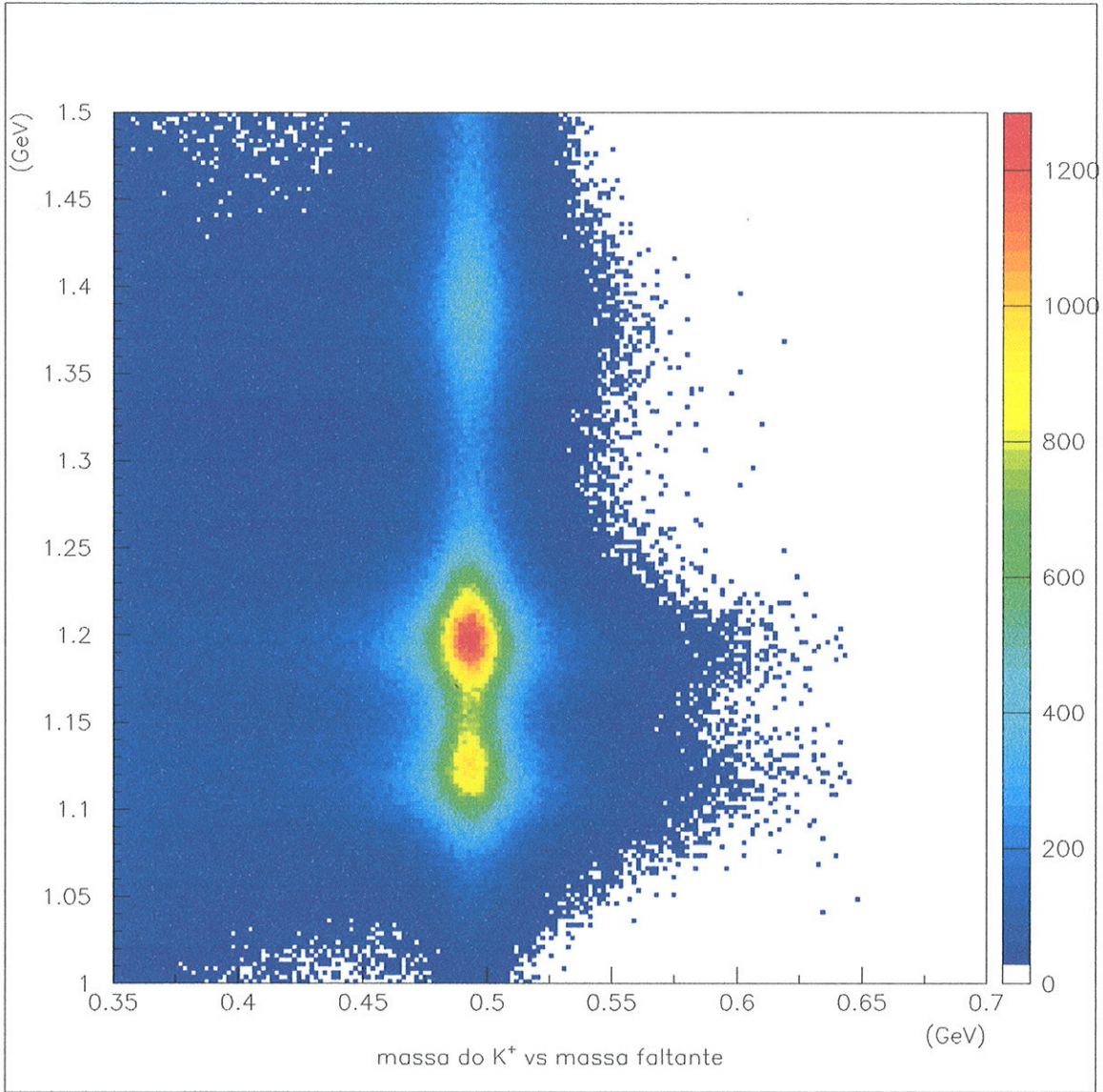


Figura 5.10: Massa dos kaons em função da massa faltante.

Fatias Dinâmicas

Para cada canal em energia E_γ e em $\cos\theta_{CM}^K$ (260 histogramas) fatiamos cada espectro de massa faltante respeitando as seguintes condições:

- 700 eventos, pelo menos, por fatia para garantir que se obtenha estatística suficiente para plotar a distribuição de massa do kaon a partir deste espectro de massa faltante, e obter um pico satisfatório que possa ser ajustado;
- todas as fatias em cada espectro tem estatística similar, mesmo se a largura do canal diferir completamente. Desta forma, foi possível obter uma condição estável para realizar os ajustes, caso contrário, o ajuste poderia ser afetado por flutuações estatísticas.

Ajuste da Massa do Kaon

Para cada fatia da massa faltante foi plotado o espectro, e então ajustamos uma gaussiana para o pico e um reta para o *background*. A área sob a reta dentro de um corte de 3σ para a massa do kaon foi considerado o *background* desta fatia.

Para cada ajuste realizado nos espectros da massa do kaon, foram utilizados σ e χ^2 a fim de verificar a qualidade do ajuste obtido.

Para cada fatia da massa do kaon foi obtida a área da fatia da massa faltante correspondente. A seguir, foi dividida a área do *background* pela largura do canal dinâmico para obter o valor do *background* do espectro da massa faltante.

Ajuste da Massa Faltante

A massa faltante, os pontos ajustados em cada fatia do *background*, e a área total do *background* foram ajustados ao mesmo tempo. A fórmula utilizada para o ajuste do *background* é proporcional àquela usada para ajustar a massa faltante. Isto é devido ao fato de que tanto uma curva quanto a outra apresentam o mesmo tipo de partículas (Σ , Λ e partículas identificadas erroneamente (*misidentified*)) e portanto, elas diferem apenas na altura.

Na figura 5.11 é apresentado um espectro da massa faltante e suas respectivas fatias dinâmicas.

Na figura 5.12 são apresentados os espectros da massa do kaon e seus respectivos ajustes.

Para cada fatia foi obtida a distribuição da massa de kaons e a distribuição da massa faltante correspondente. Para cada distribuição foi realizado um ajuste do pico na massa do kaon e outro ajuste dos picos correspondentes aos picos de Λ e Σ .

Ao subtrair o *background* de cada canal obtivemos o número total de híperons e kaons. A distância entre os picos dos Λ e Σ permitiu que seus picos fossem ajustados possibilitando que as partículas fossem distinguidas e, conseqüentemente, seus valores determinados.

Todo o procedimento de identificação de partículas foi realizado utilizando-se uma série de programas computacionais desenvolvidos especificamente para a análise dos dados experimentais apresentados neste trabalho. No decorrer da análise foram utilizados programas desenvolvidos por Jörn Langheinrich [63], programas escritos em linguagem C que utilizam as bibliotecas do Jlab e também diversos *Kumacs* que são uma espécie de *scripts* executados pelo programa PAW (Physics Analysis Workstation) [64] desenvolvido pelo CERN e que nos permitiu criar rotinas sofisticadas e imprescindíveis para a realização desta análise.

A seguir, são apresentados os números de Λ (fig. 5.13), Σ (fig. 5.15) e kaons (fig. 5.15) e os seus respectivos sigmas (figs. 5.14, 5.16 e 5.18). Estes valores foram utilizados na obtenção da seção de choque apresentada no capítulo 7 deste trabalho.

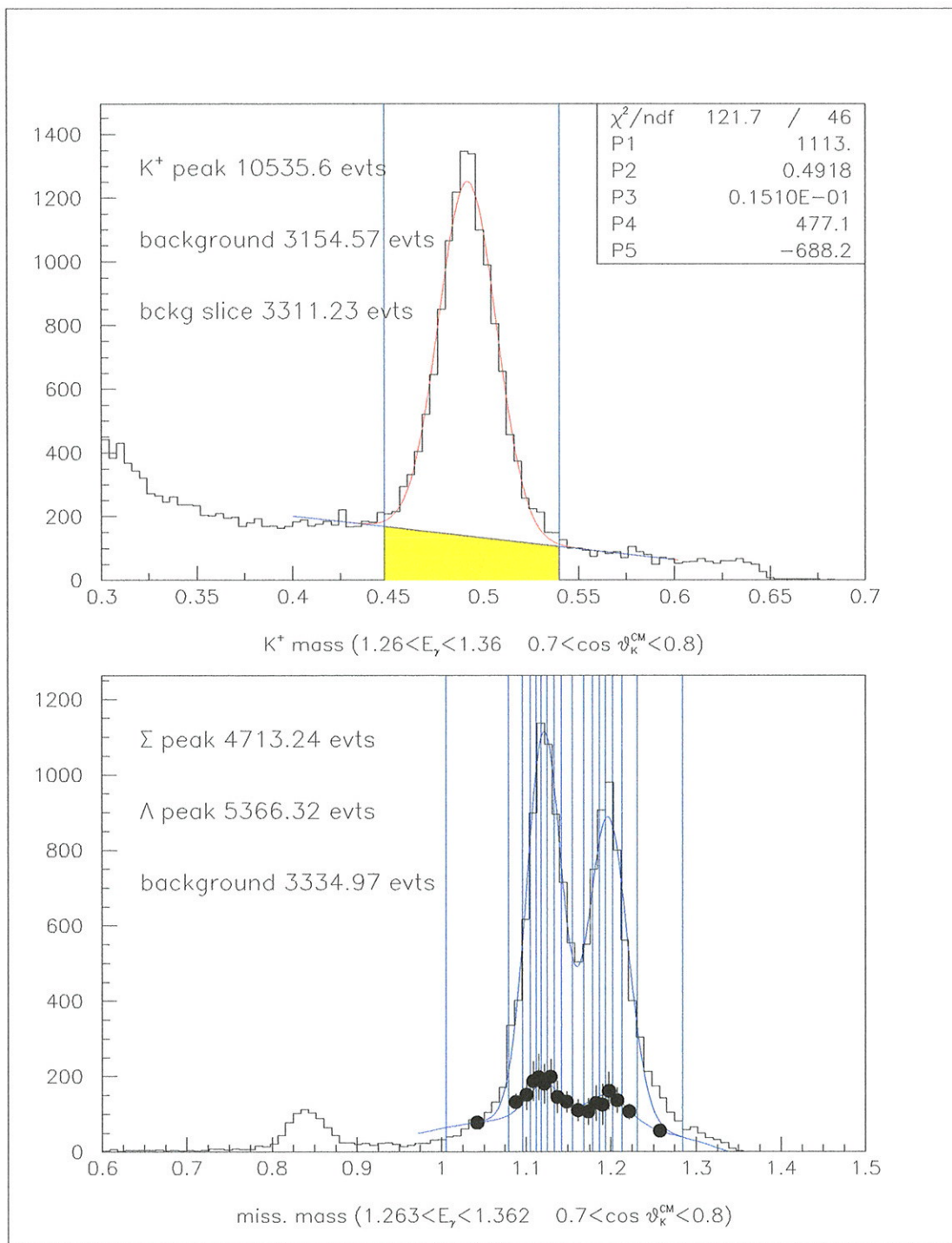


Figura 5.11: No alto, massa do kaon em GeV com o bg ajustado em função do número de contagens. Abaixo, massa faltante em GeV com as fatias dinâmicas e o bg ajustado em função do número de contagens.

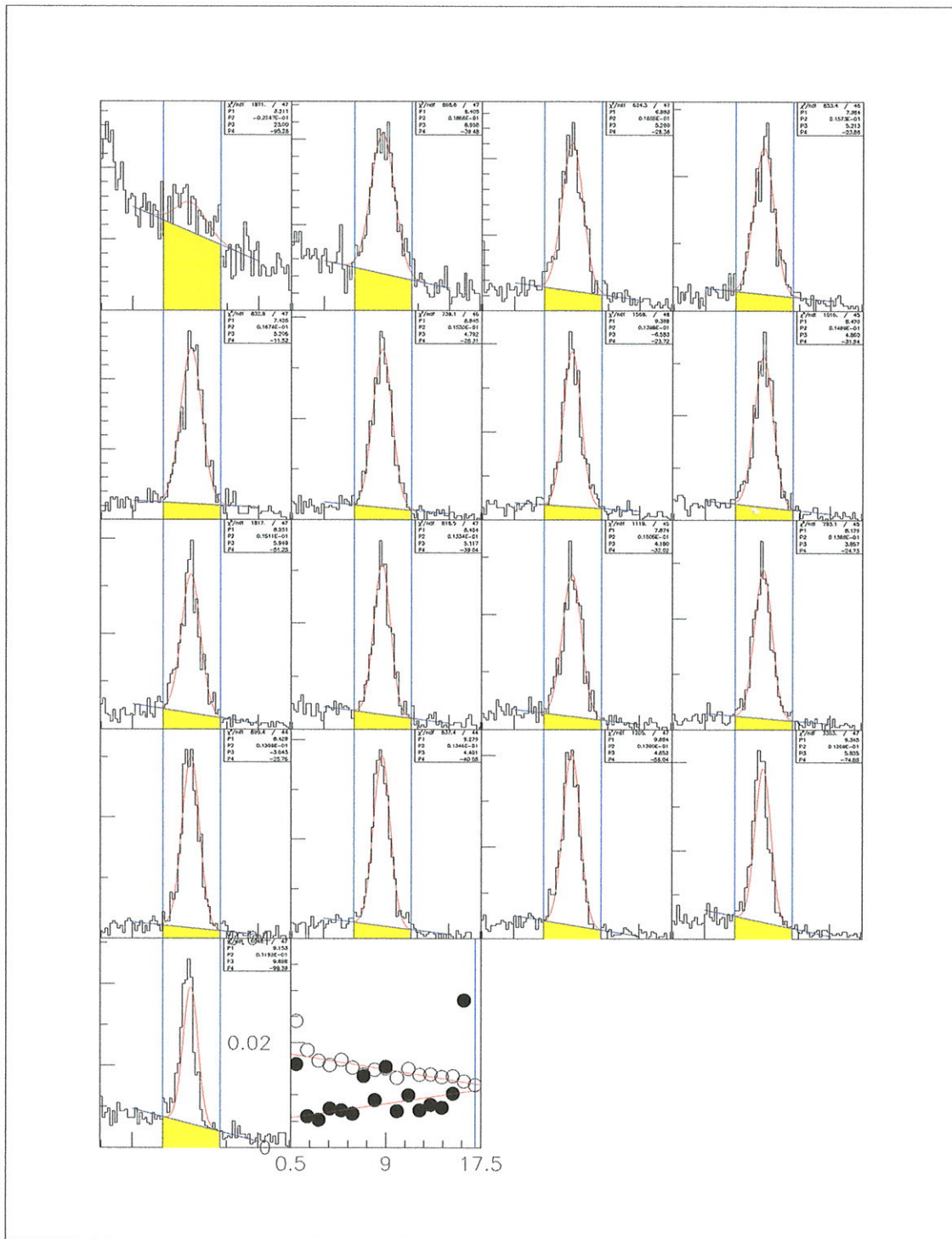


Figura 5.12: Cada histograma da massa do kaon (GeV) em função do número de contagens corresponde a uma das fatias dinâmicas da massa faltante correspondente.

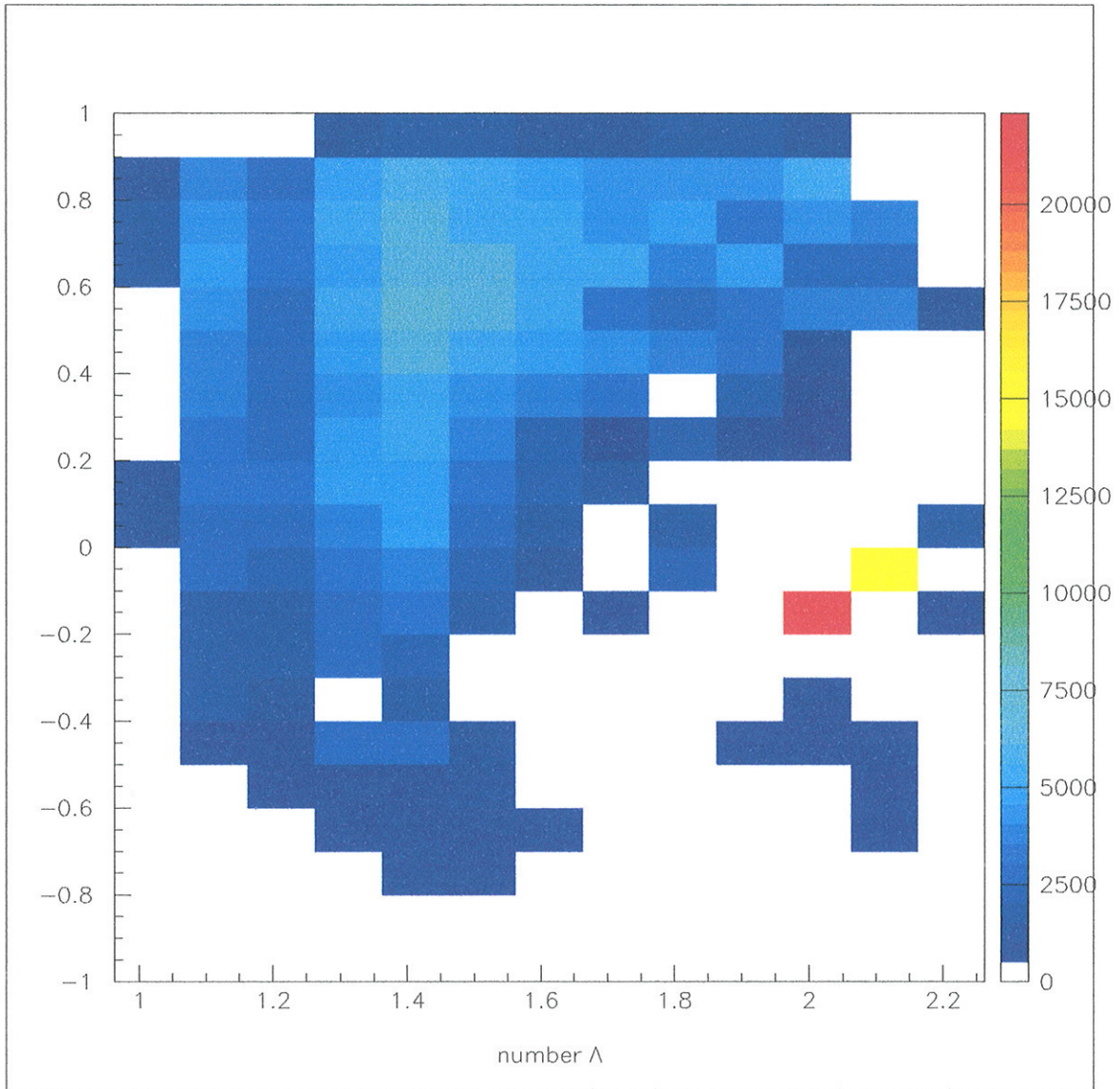


Figura 5.13: Número de partículas Λ para cada canal de energia e de $\cos \theta_{CM}^K$ (fig5.8).

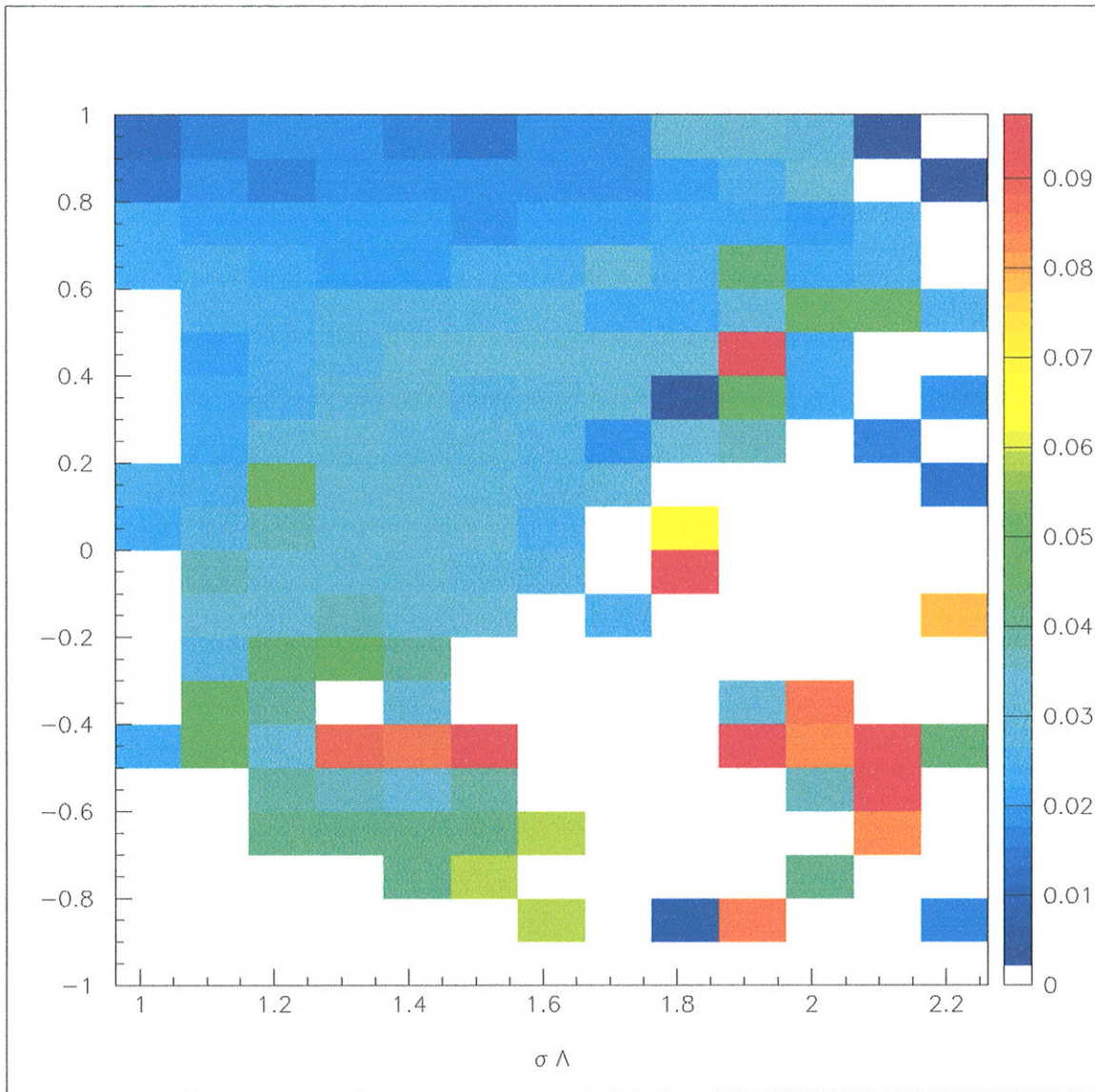


Figura 5.14: σ de Λ para cada canal de energia e de $\cos \theta_{CM}^K$ (fig5.8).

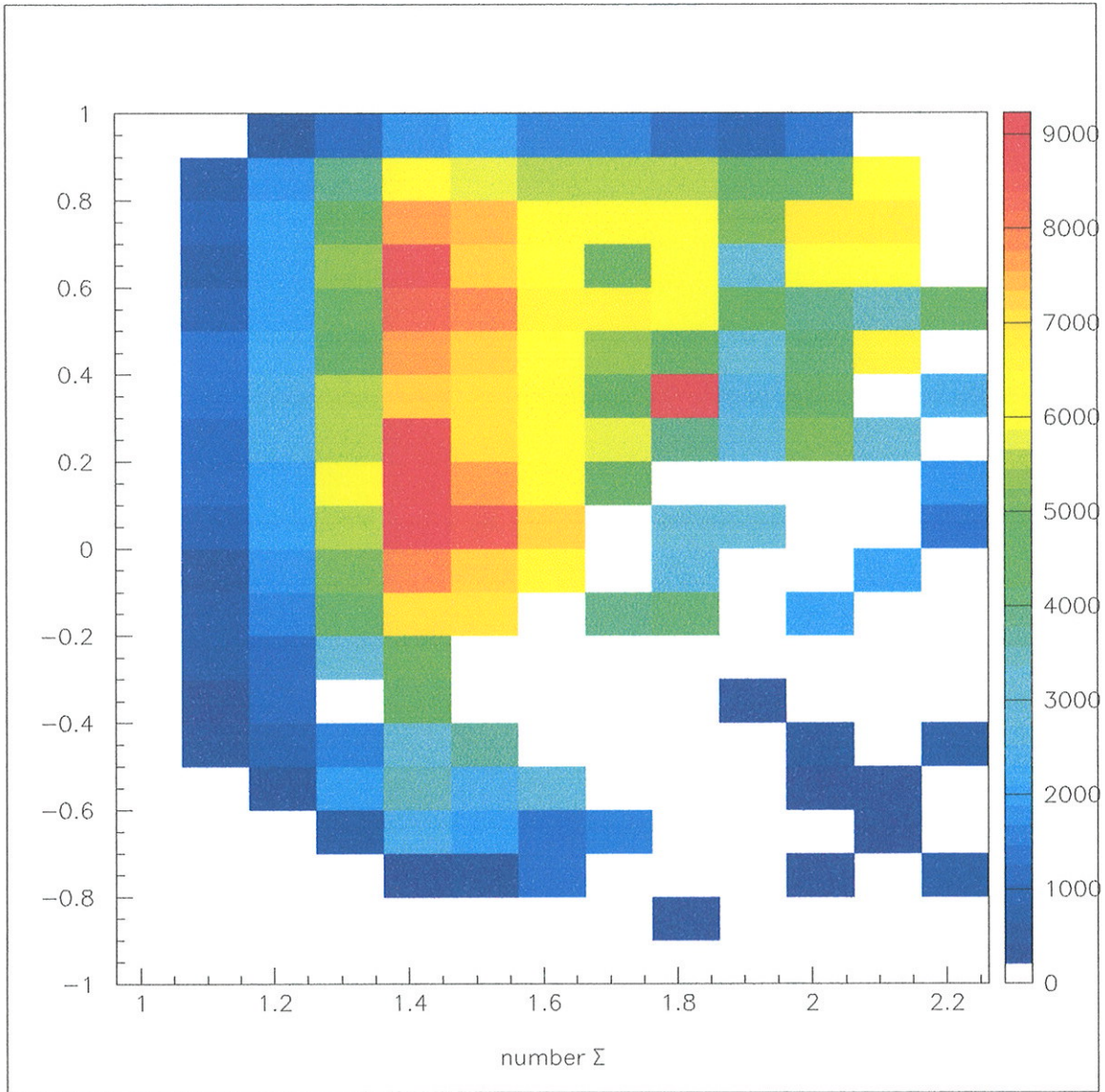


Figura 5.15: Número de partículas Σ para cada canal de energia e de $\cos\theta_{CM}^K$ (fig5.8).

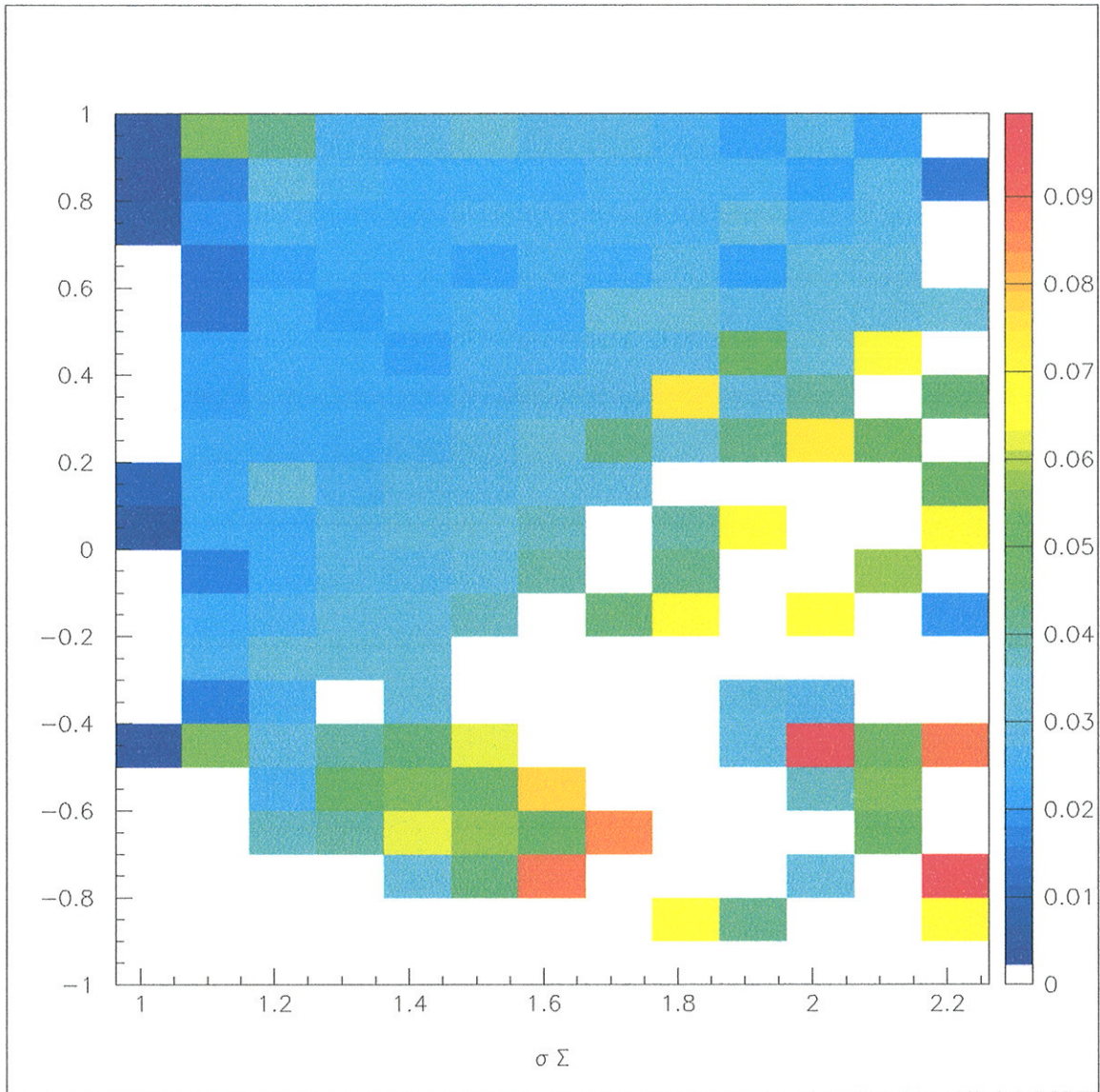


Figura 5.16: σ de Σ de cada canal de energia e de $\cos\theta_{CM}^K$ (fig5.8).

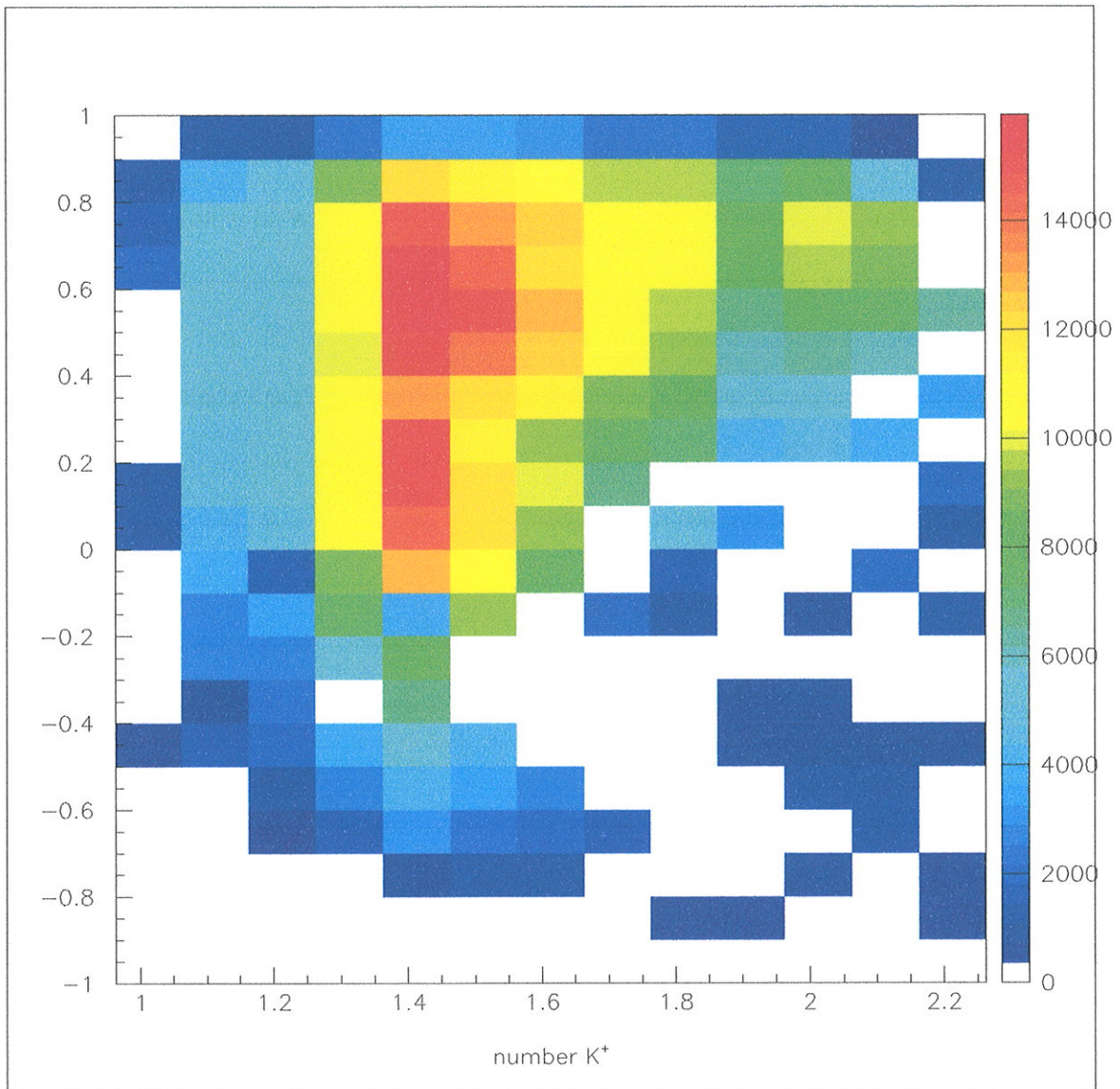


Figura 5.17: Número de partículas K^+ para cada canal de energia e de $\cos\theta_{CM}^K$ (fig5.8).

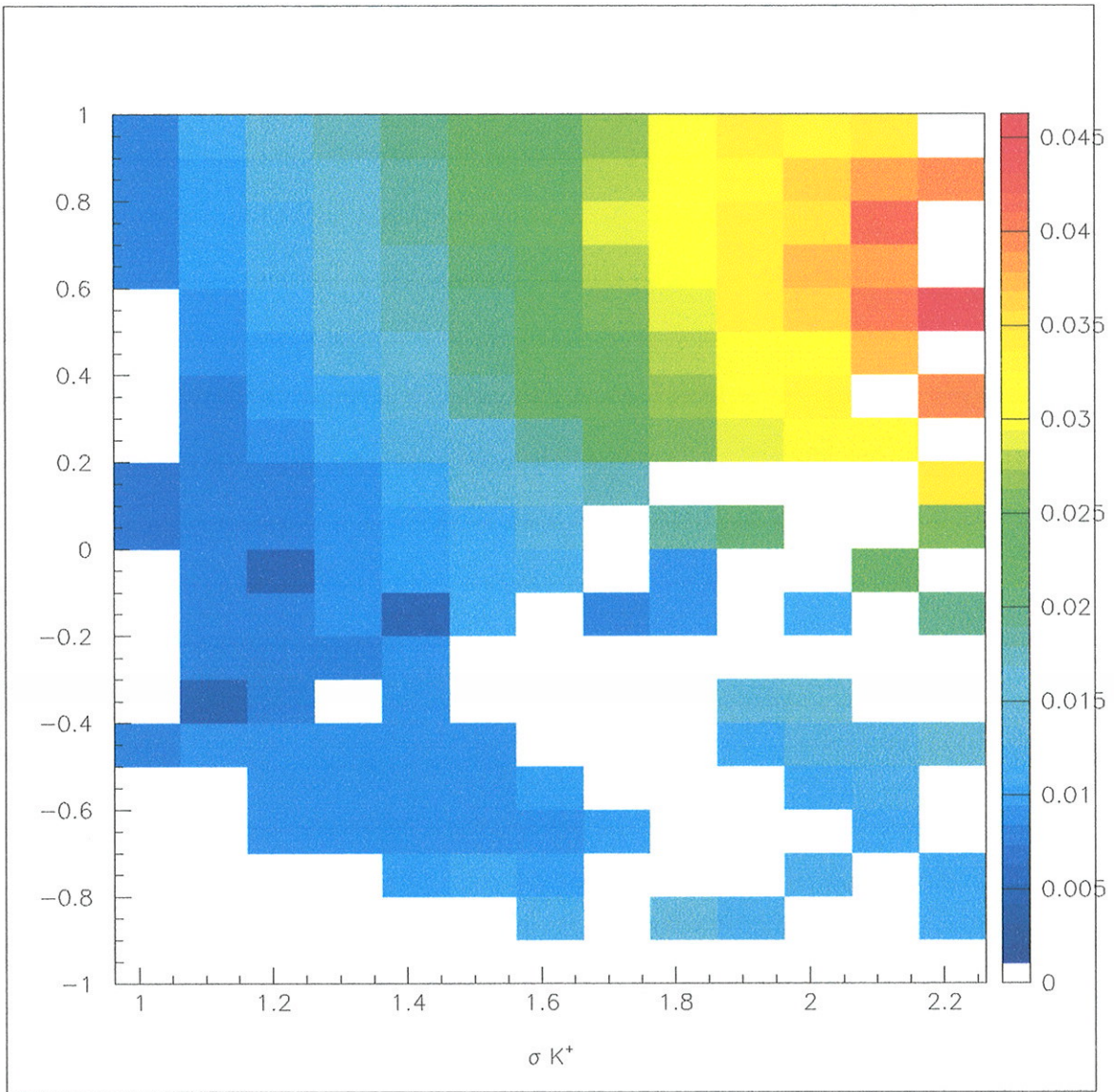


Figura 5.18: σ de partículas K^+ para cada canal de energia e de $\cos\theta_{CM}^K$ (fig5.8).

Capítulo 6

Aceitação

6.1 Introdução

O Sistema de Detecção CLAS apresenta uma aceitação bastante grande. No entanto, este sistema possui regiões mortas tais como as regiões onde as bobinas toroidais estão posicionadas, e também o vão na parte traseira do sistema que não podem ser desconsideradas. Assim, é necessário calcular a aceitação real a fim de determinarmos as seções de choque da reação estudada.

A determinação da aceitação levará em consideração também a eficiência de detecção deste sistema, uma vez que não é possível distinguir as contribuições individuais. Logo, nos valores calculados para a aceitação estão incluídos fatores relativos à ineficiência da detecção e da reconstrução, além daquele devido à geometria do detetor.

Para a realização dos cálculos da aceitação é necessário realizar uma simulação na qual a geometria do sistema CLAS é recriada computacionalmente, e o experimento que foi realizado para a obtenção de dados é feito dentro desta situação virtual.

6.2 Simulação

A simulação se constitui de várias etapas onde é utilizado um número muito grande de programas computacionais. Através destes programas são gerados eventos baseados nas mesmas reações que ocorreram durante a realização do experimento. A seguir, estes

eventos gerados são reconstruídos respeitando a geometria do CLAS e então, são analisados da mesma maneira que os dados experimentais.

Após obter os resultados da simulação, é possível calcular a aceitação do sistema CLAS. As etapas que envolvem o procedimento da simulação estão detalhadas a seguir.

6.2.1 Gerador de Eventos

Nesta primeira etapa do procedimento para a realização da simulação foi utilizado o programa psg, código escrito por S.Stepanyan [63], onde são fornecidos o número de eventos que se deseja gerar, a reação de interesse, através da especificação das partículas do estado inicial e do estado final e ainda, o modelo teórico de interesse.

Foram gerados 15 milhões de eventos levando-se em consideração os três canais da reação $\gamma d \rightarrow K^+ Y$ que envolvem a produção dos híperons (Λ , Σ^0 e Σ^-) que estão presentes nos dados experimentais. Foi utilizado o modelo isobárico de T. Mart [20]. Uma vez que o alvo utilizado no experimento era de deutério e os eventos deveriam ser gerados sob as mesmas condições, foi incluído o Potencial de Bonn como modelo do *Fermi Motion*.

Os arquivos de saída contendo os dados gerados ficam armazenados em bancos num procedimento similar àquele realizado com os dados experimentais.

6.2.2 GSIM

Na segunda etapa, foi utilizado o GSIM que é um pacote que utiliza as rotinas do GEANT [64], pertencente às bibliotecas do CERN. GSIM é considerado o pacote oficial do TJNAF para a realização de simulação de Monte Carlo do sistema de detecção CLAS.

Este pacote utiliza os dados gerados na primeira etapa da simulação como arquivos de entrada.

O GSIM realiza as simulações com base em uma geometria que foi modelada a partir do sistema de detecção CLAS; portanto, é capaz de descrever as trajetórias dos eventos refletindo as particularidades da Câmara de Arrasto e também, fornecer os tempos de voo

respeitando a geometria do sistema TOF.

Neste pacote são levados em consideração os processos físicos que podem ocorrer com as partículas no decorrer do experimento, ou seja, são simulados tanto decaimentos em vôo quanto efeitos de espalhamentos múltiplos, resultando na obtenção de dados simulados bem similares àqueles obtidos ao realizar as medidas experimentais.

Os arquivos de saída são formados por hits que são gravados no mesmo formato que os dados experimentais e armazenados em bancos BOS.

GPP

Nesta terceira etapa, é utilizado o programa pós processador do GSIM chamado gpp. Este programa tem como finalidade realizar um *smearing* da distribuição dos hits tanto do TOF quanto da Câmara de Arrasto atribuindo fatores de escalas para o cintilador e para cada uma das três regiões da Câmara de Arrasto.

Este programa também elimina os sinais daqueles canais que estavam mortos (os fios da Câmara de Arrasto que estavam rompidos e os cintiladores defeituosos) durante a realização do experimento, impondo assim as mesmas condições aos dados simulados a que estavam sujeitos os dados experimentais.

Para a realização desta etapa foram utilizadas constantes que estão armazenadas em um *map* chamado GPP.map. Estas constantes foram obtidas através da calibração de dados experimentais através do programa Smear, escrito em linguagem C por Maurizio Ungaro [65].

6.2.3 Reconstrução

Da mesma maneira que os dados experimentais tiveram de ser processados; nesta etapa da simulação os dados simulados seguiram o procedimento realizado no *cooking* (maiores detalhes são apresentados no item 4.2.5) onde o programa a1c foi utilizado para processar os arquivos de saída do programa gpp, incorporando as constantes disponibilizadas nos

Maps, ou seja, foram utilizadas as mesmas bibliotecas que foram utilizadas na reconstrução dos dados experimentais, e devolveu os dados reconstruídos também armazenados em arquivos em formato BOS.

Com os dados simulados reconstruídos foi possível obter os espectros produzidos pelos programas da análise de dados e, conseqüentemente, calcular a aceitação.

6.3 Cálculo da Aceitação

Após a reconstrução dos dados simulados podemos determinar a aceitação através da razão entre o número de eventos reconstruídos e o número de eventos gerados (*thrown*):

$$A = \frac{N_{rec}}{N_{thrown}} \quad (6.1)$$

Para a obtenção tanto do número de eventos reconstruídos quanto do número de eventos *thrown* é necessário levar em consideração o fato de que a aceitação do detetor CLAS está relacionada aos ângulos θ e ϕ e ao momento das partículas produzidas. Logo, o número de eventos (reconstruídos e *thrown*) foi calculado através de histogramas de $\cos\theta_{CM}^K$ em função de ϕ em canais de momento de K^+ .

O histograma para os eventos *thrown* é apresentado na figura 6.1 enquanto o dos eventos reconstruídos é apresentado na figura 6.2. Neste espectro podemos observar uma estrutura que se repete seis vezes. Cada estrutura corresponde a um dos seis setores do sistema de detecção. Obviamente, estas estruturas são inexistentes no espectro dos eventos *thrown*.

O cálculo da aceitação foi realizado para cada um dos 360 canais do espectro de $\cos\theta_{CM}^K$ em função de ϕ e é apresentado na figura 6.3.

O espectro de $\cos\theta_{CM}^K$ em função de ϕ em canais de momento de K^+ foi obtido para os dados experimentais e para cada um dos 360 canais deste espectro foi aplicado o fator de correção da aceitação.

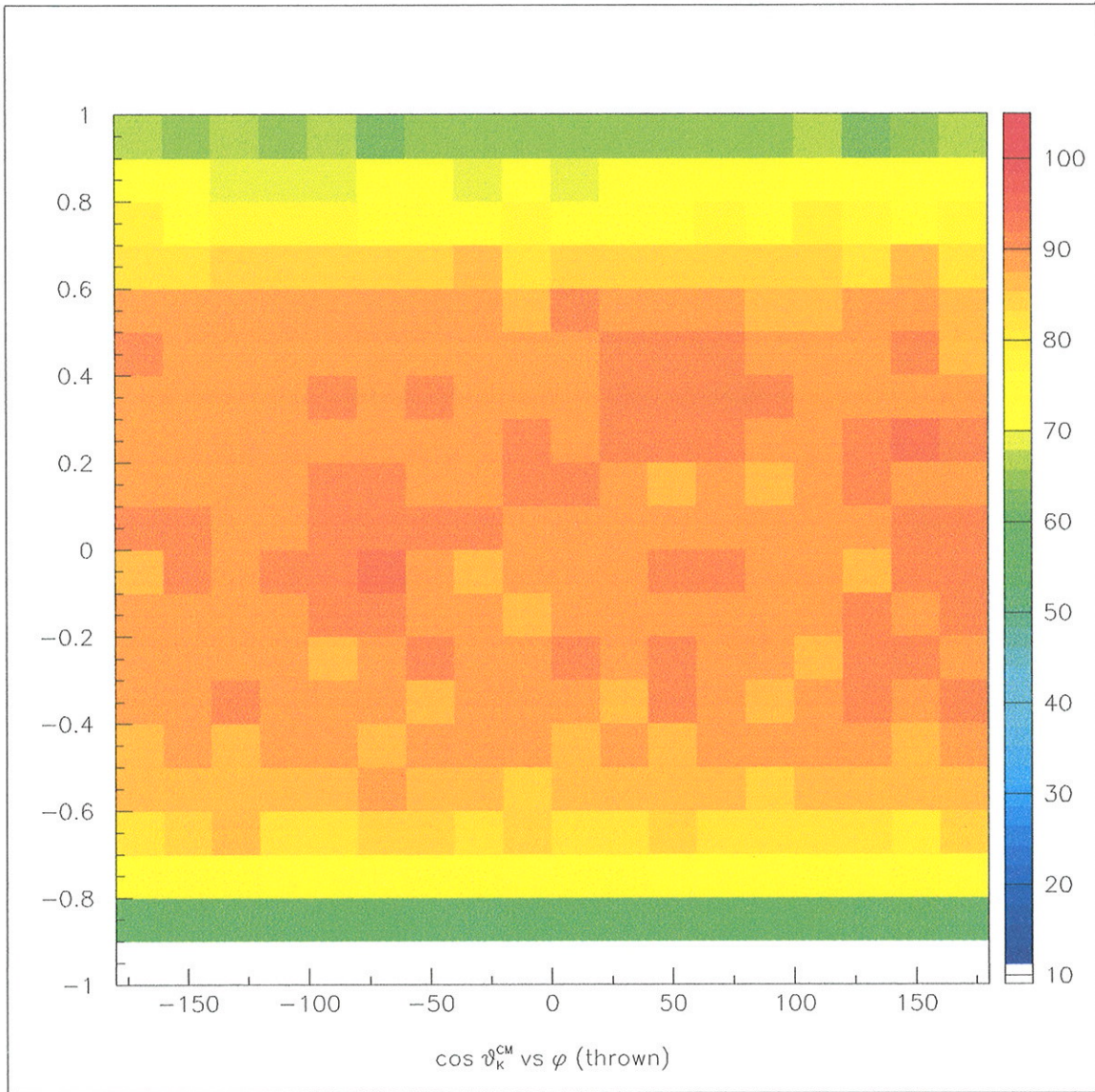


Figura 6.1: Distribuição dos momentos dos eventos *thrown* em canais de $\cos\theta_{CM}^K$ e ϕ_{CM} .

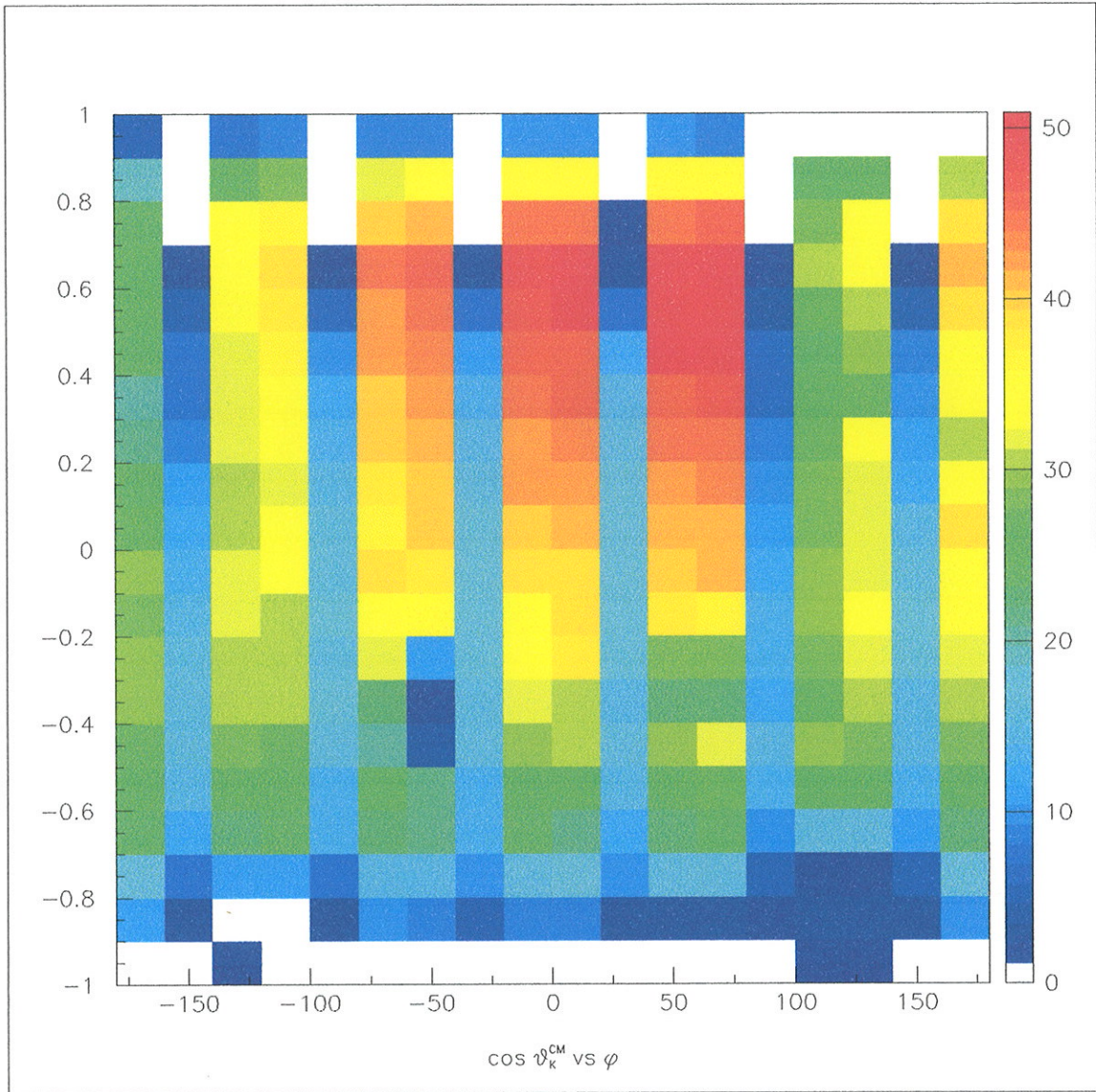


Figura 6.2: Distribuição dos momentos dos eventos reconstruídos em canais de $\cos \theta_{CM}^K$ e ϕ_{CM} .

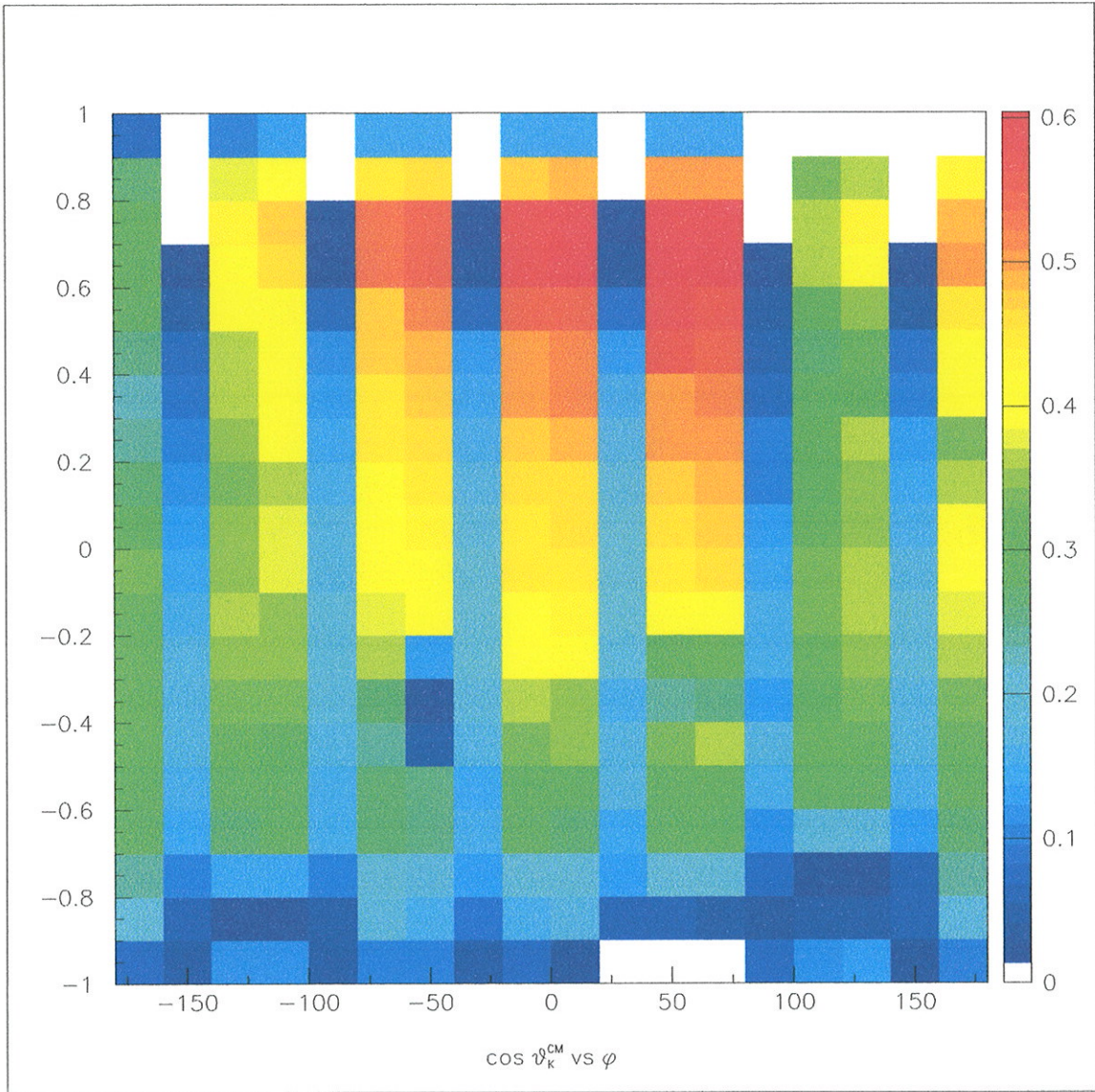


Figura 6.3: Aceitação calculada para o momento dos eventos em canais de $\cos \theta_{CM}^K$ e ϕ_{CM} .

Capítulo 7

Obtenção da Seção de Choque

7.1 Introdução

Neste capítulo descreveremos a extração da seção de choque diferencial para a fotoprodução de kaons a partir do deutério. Como a fotoprodução de kaons positivos vem acompanhada de um dos híperons, Λ , Σ^0 ou Σ^- , os dados analisados neste trabalho contêm a contribuição das seguintes reações:



Após a obtenção do *yield* de K^+ apresentado no capítulo 5, a correção da aceitação (capítulo 6) e utilizando a normalização do fluxo de fótons, foi possível, primeiramente, obter a contribuição da reação de produção de Λ a partir do próton cuja massa apresenta uma separação, embora pequena, suficiente para a realização da distinção entre o seu pico e o correspondente aos Σ (veja figura 5.6).

No entanto, o mesmo não ocorre entre os Σ^- e Σ^0 onde em um único pico existe tanto a contribuição dos Σ^- quanto dos Σ^0 , como apresentado no capítulo 5. Para extrair a contribuição do Σ^- foi necessário subtrair a contribuição de Σ^0 embutida no pico do Σ^{Total} .

7.2 Cálculo das Seções de Choque

As seções de choque diferenciais dos híperons Λ e Σ^{Total} foram calculadas para cada um dos intervalos de energia do feixe de fóton da seguinte forma:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dM_x} = \frac{N_{ev}(\cos\theta, M_x)}{N_\gamma N_o \rho l M_D^- Ac \Delta M_x \Delta \Phi \Delta \cos\theta} \quad (7.4)$$

onde

N_{ev} é o número de eventos para cada um dos canais de energia considerados,

N_γ é o número de fótons incidentes para cada um dos canais de energia considerados,

N_o é o número de Avogadro; $6,02210^{23} mol^{-1}$,

ρ é a densidade do alvo; $0.1623g/cm^3$,

l é o comprimento do alvo; $10cm$,

M_D é o peso molecular do deutério; $2,015g/mol$,

Ac é a aceitação de momento.

As figuras 7.1, 7.2 e 7.3 apresentam as seções de choque de Λ para 9 canais de energia diferentes. As figuras 7.4, 7.5 e 7.6 apresentam as seções de choque de Σ^{Total} . As barras de erro apresentadas nas figuras apresentam apenas os erros estatísticos, enquanto que os erros sistemáticos devidos aos cálculos da aceitação e eficiência de detecção e aos cortes realizados na identificação das partículas somam um total de 5,2%.

7.2.1 Obtenção de Σ^o

Para a realização da subtração da contribuição do Σ^o assumimos que a razão entre a produção dos híperons Λ e Σ no deutério é a mesma para a produção a partir do hidrogênio (próton). Como para o hidrogênio existe uma separação muito clara entre os híperons Λ e Σ , permitindo que sejam calculadas as suas respectivas seções de choque, é possível relacionar os resultados obtidos para a produção de Λ a partir do deutério e, conseqüentemente, calcular a contribuição de Σ^o nos dados de Σ^{total} .

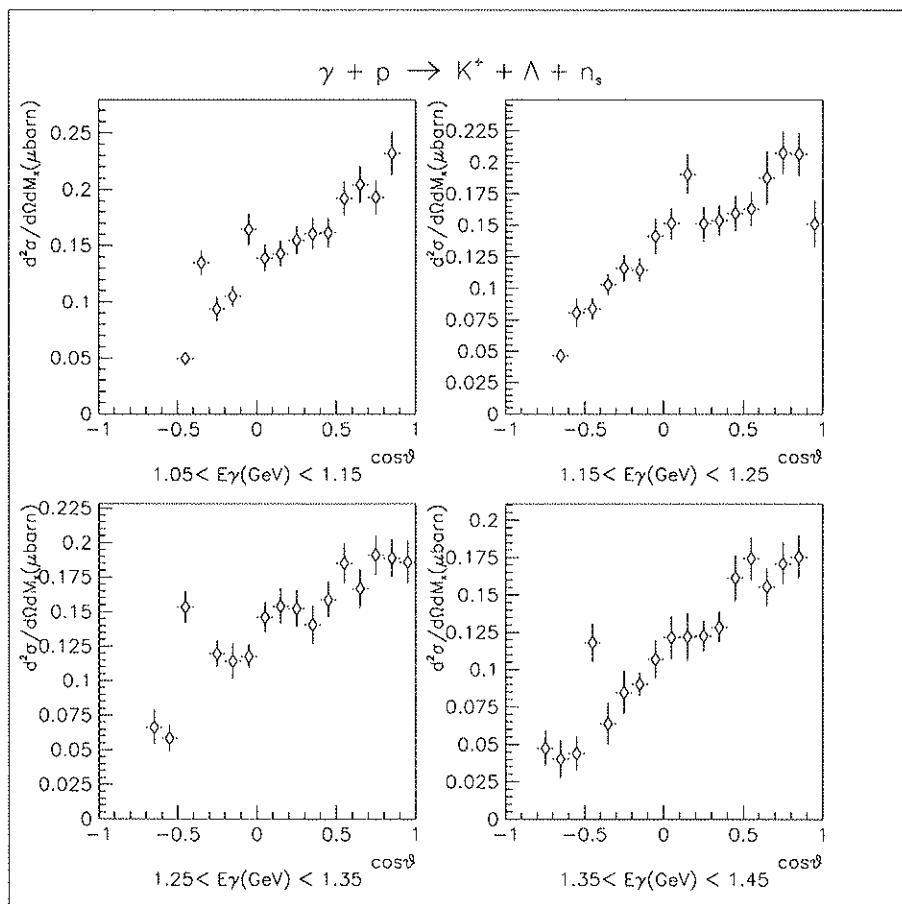


Figura 7.1: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

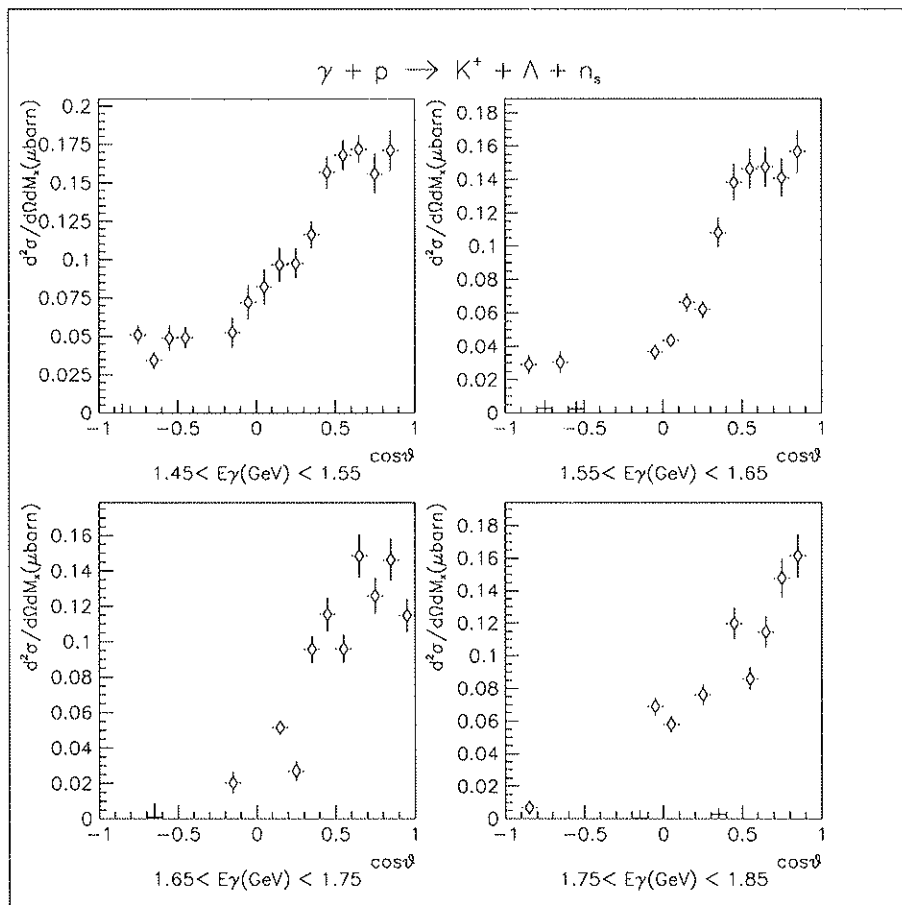


Figura 7.2: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

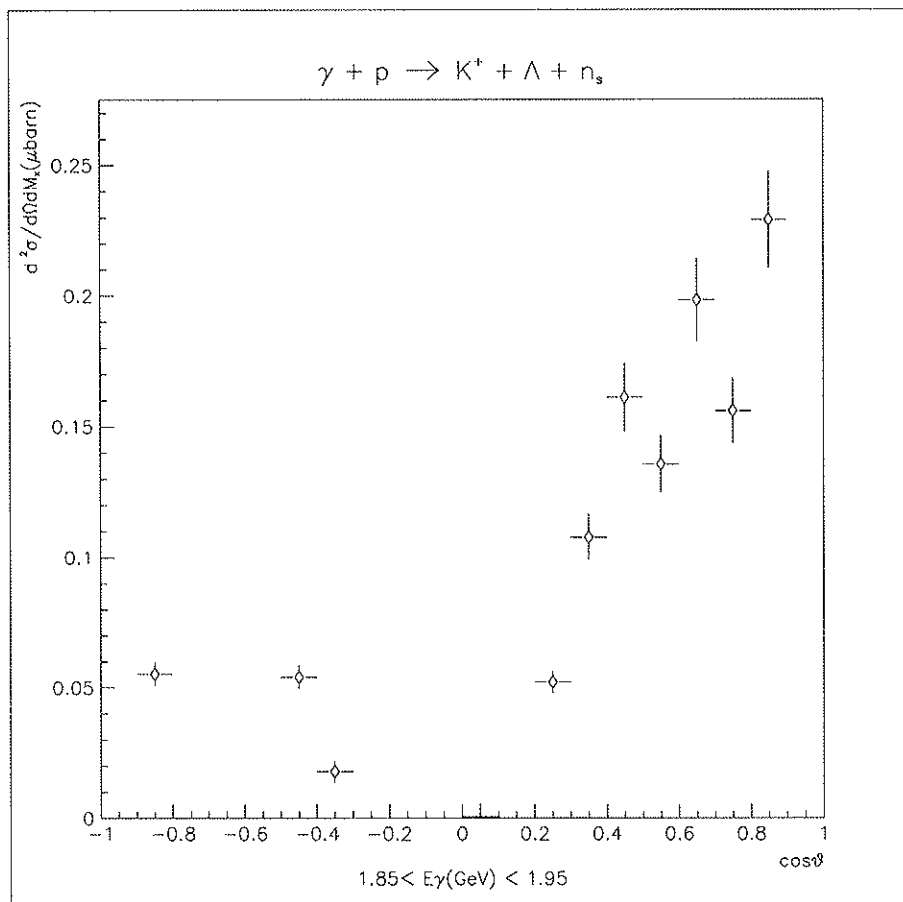


Figura 7.3: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

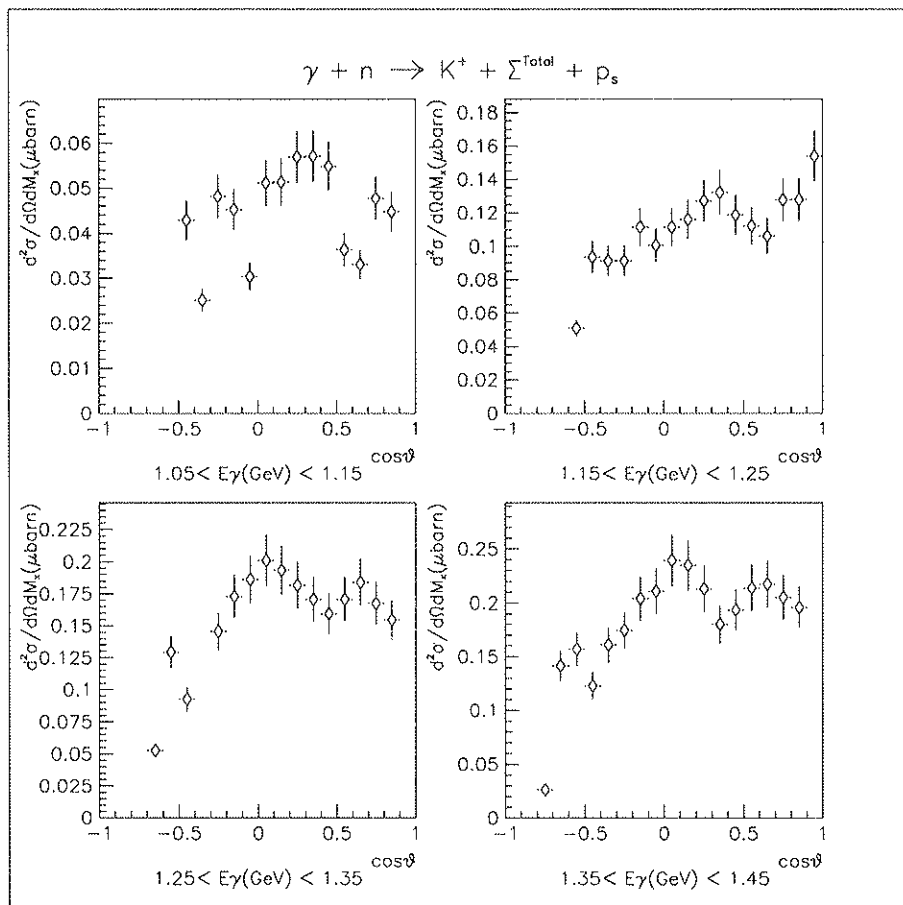


Figura 7.4: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

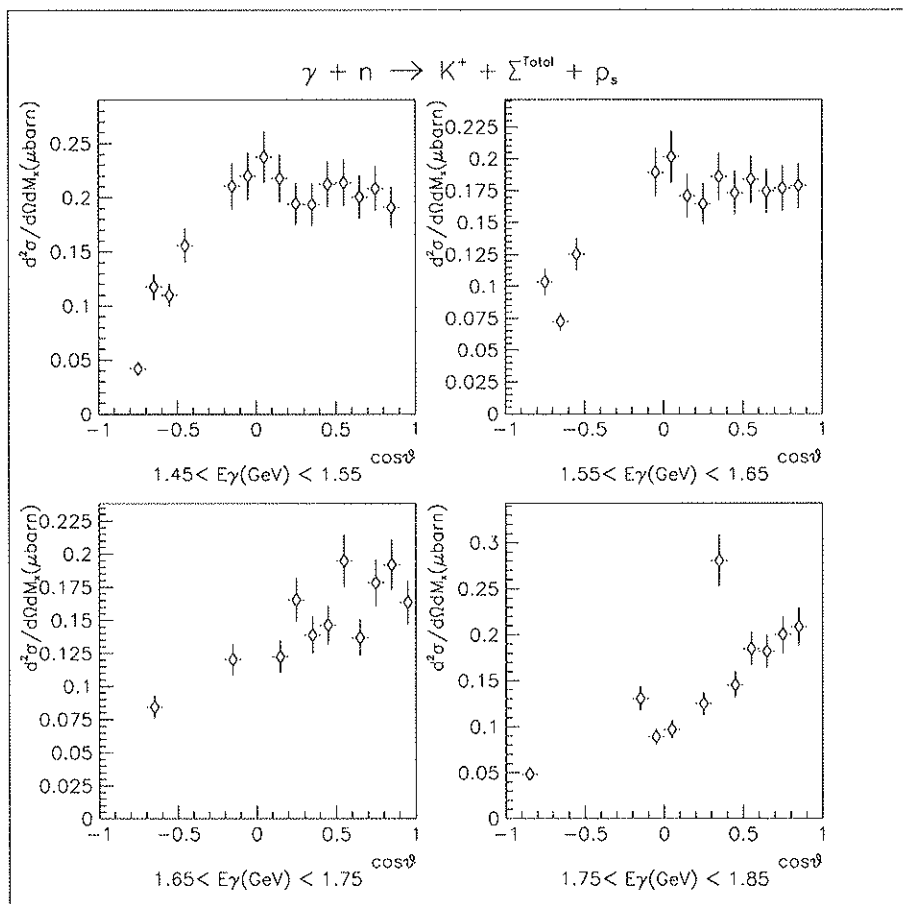


Figura 7.5: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

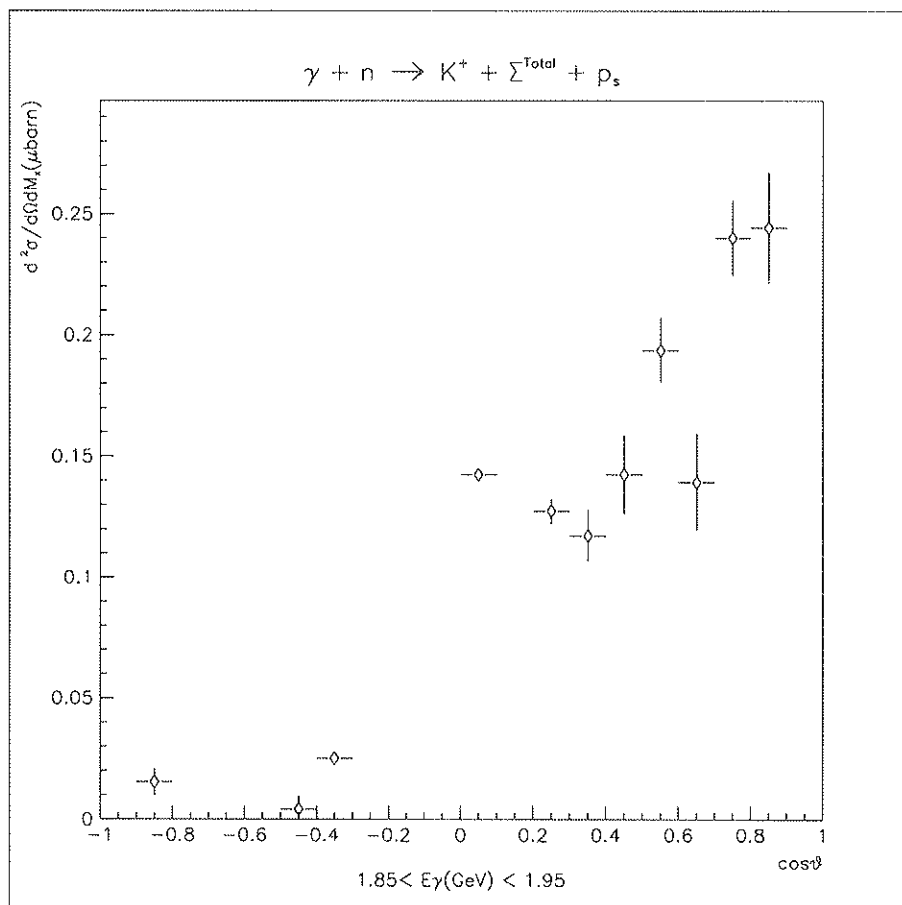


Figura 7.6: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

Os valores das seções de choque de Λ e de Σ^0 a partir do hidrogênio resultam do experimento *G1* também realizado no *Hall B* do TJNAF cuja análise foi realizada por John McNabb [66]. Após a obtenção da razão $R^{(D/H)}$ entre as seções de choque de Λ_D e Λ_H , foi calculada a contribuição da produção de Σ^0 para o Σ^{Total} através da relação:

$$\Sigma_D^0 = R^{(D/H)} \Sigma_H^0 \quad (7.5)$$

Os resultados obtidos para Σ^0 estão apresentados nas figuras 7.7, 7.8 e 7.9.

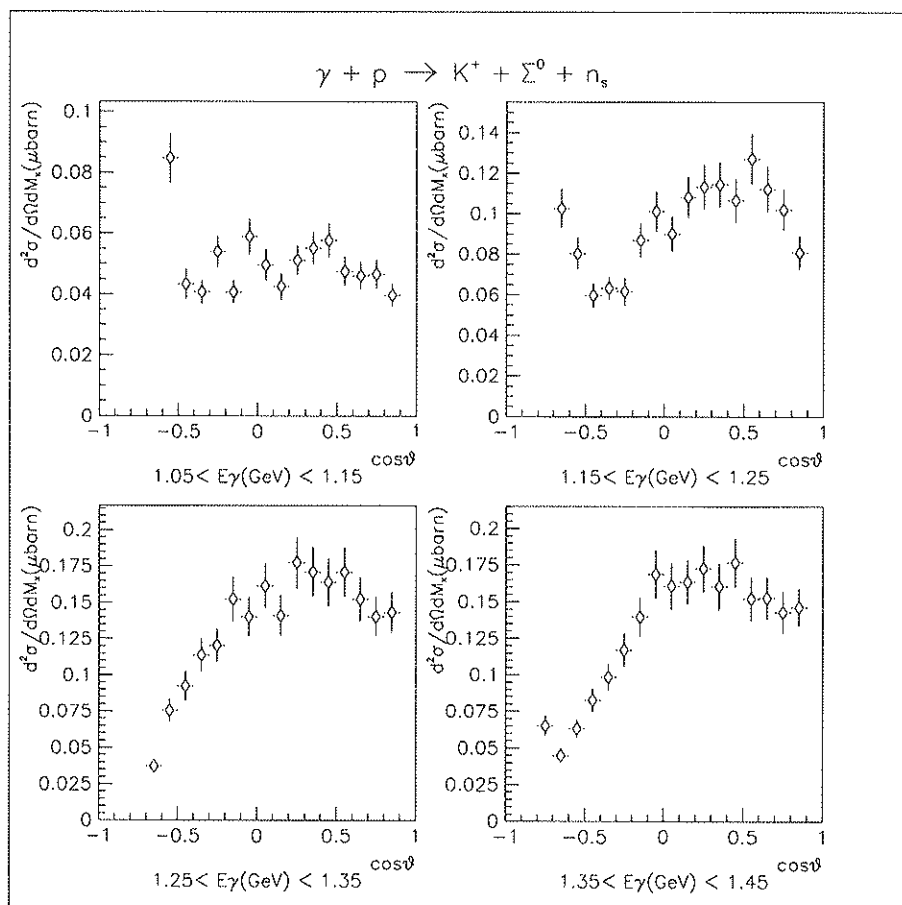


Figura 7.7: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

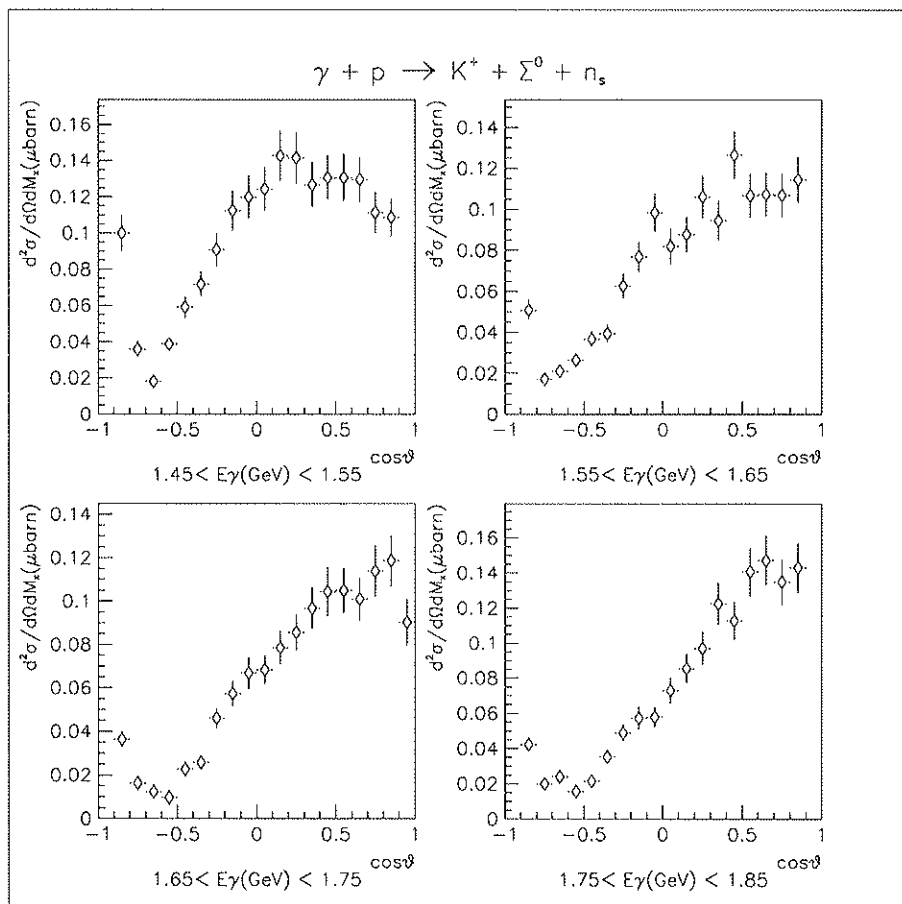


Figura 7.8: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

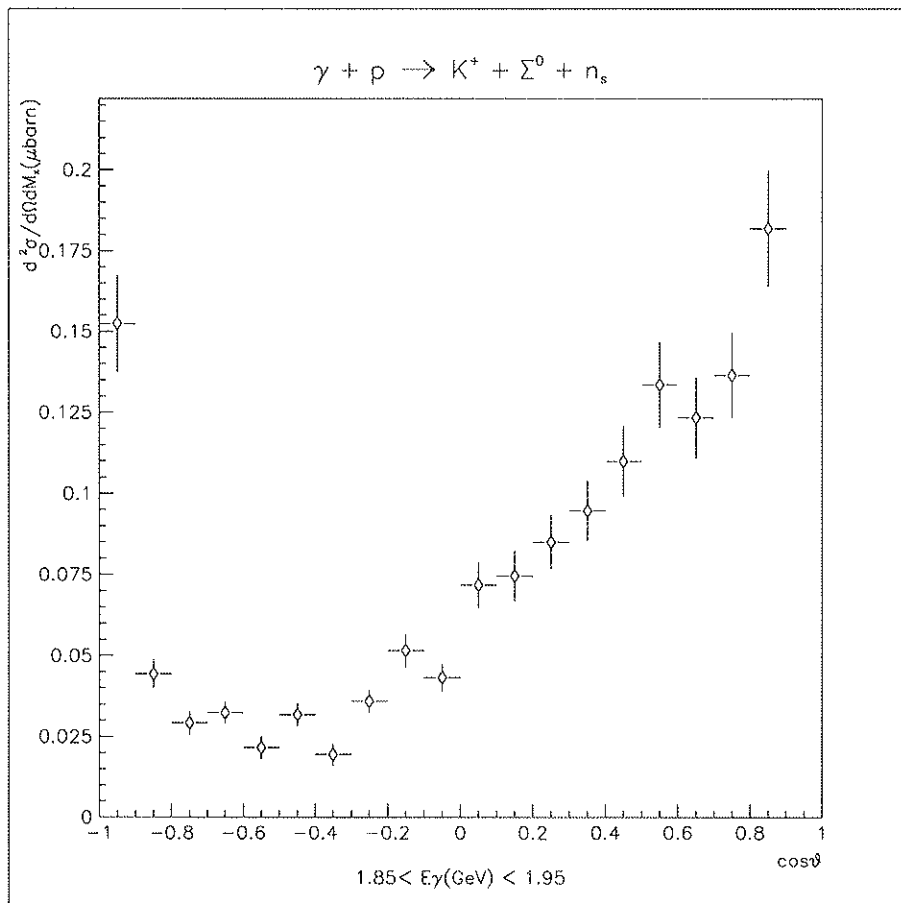


Figura 7.9: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

Após realizar a subtração da contribuição do Σ^0 em Σ^{Total} foi obtida a seção de choque de Σ^- , apresentada nas figuras 7.10, 7.11 e 7.12.

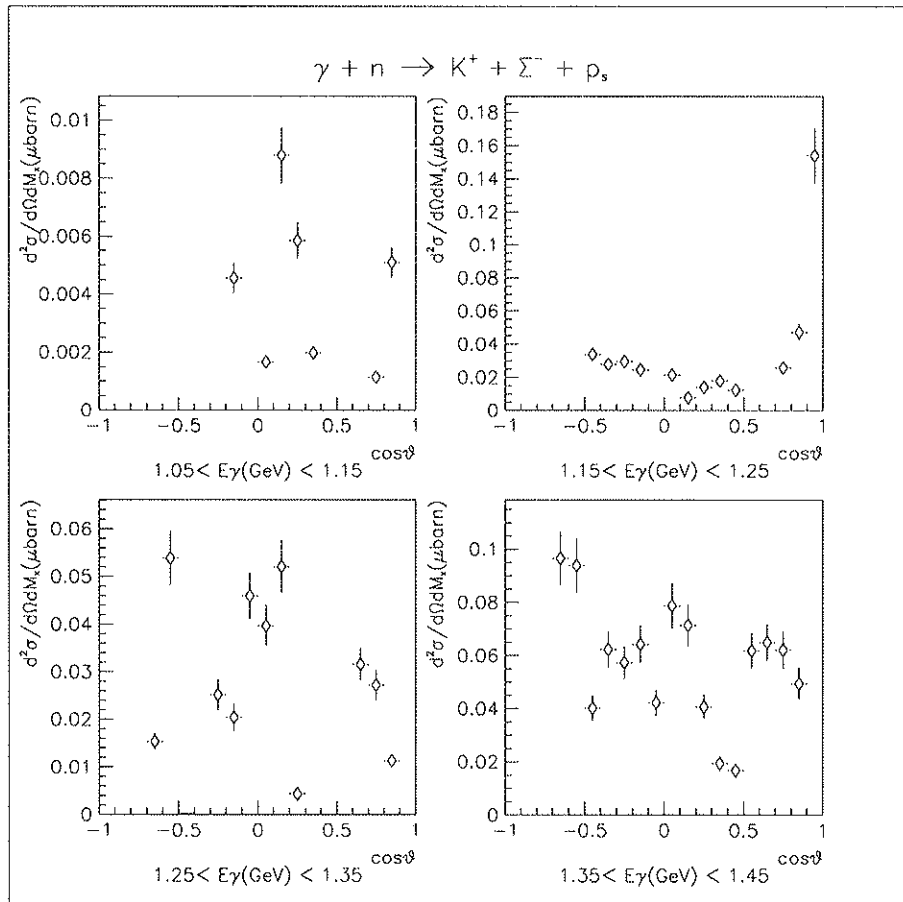


Figura 7.10: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

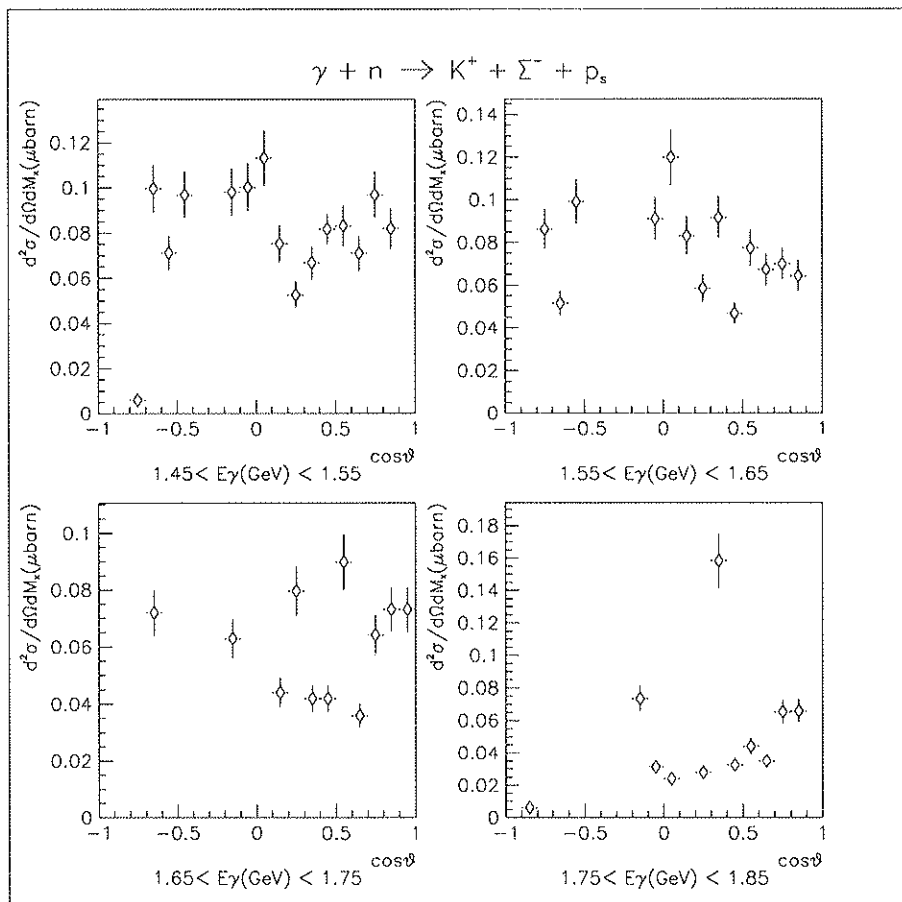


Figura 7.11: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

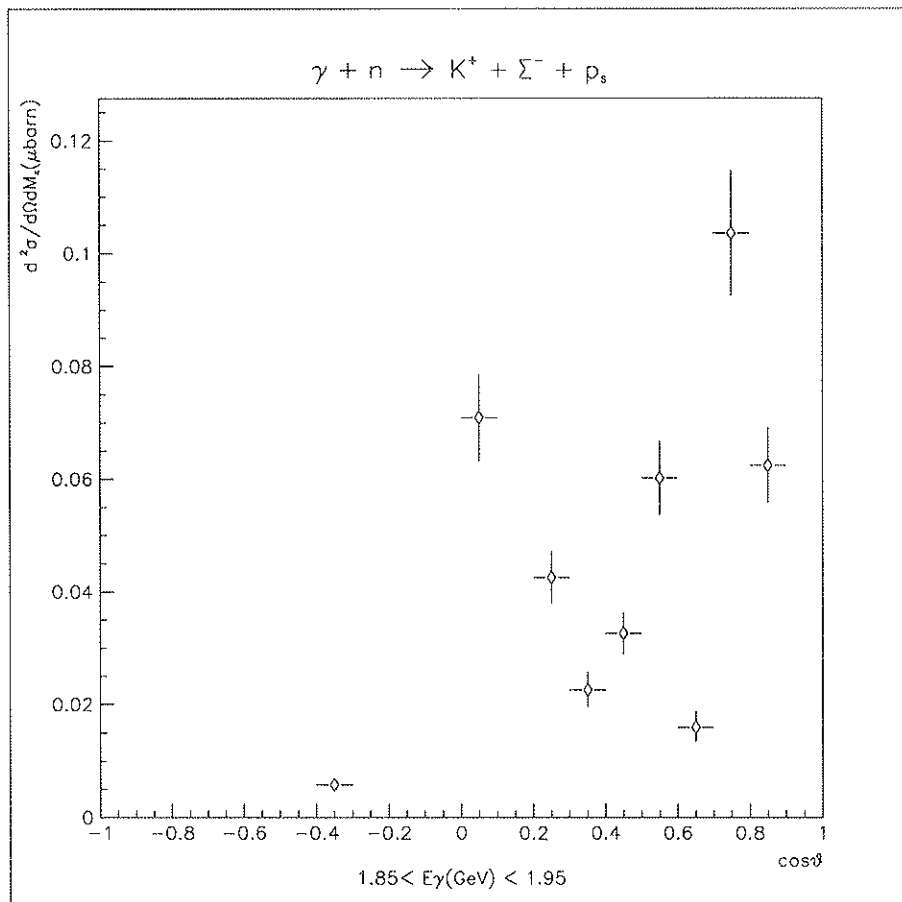


Figura 7.12: Seção de choque diferencial em função de $\cos\theta$.

Capítulo 8

Resultados e Conclusões

Neste trabalho foram obtidas as seções de choque diferenciais para os híperons Λ , Σ^0 e Σ^- . Estes são os primeiros resultados obtidos a partir do deutério para a fotoprodução inclusiva de kaons. Os resultados obtidos apresentam uma resolução boa o suficiente para separar a contribuição das produções de Λ e Σ . Os dados mostram claramente a separação entre Λ e Σ no espectro de massa faltante (*missing mass*) do deutério (apresentado no capítulo 5).

Como os espectros de massa faltante do deutério são bem descritos pela produção quase livre, foi possível medir as seções de choque de Σ^0 e de Σ^- com base nesta suposição.

Foi calculada a razão Σ^-/Σ^0 para todos os intervalos de energia examinados e obtivemos o valor $\sim 0,6$ o que confere uma consistência cinemática às medidas realizadas. Como a razão de Σ entre o nêutron e o próton é constante, assim como a razão de Λ entre o deutério e o hidrogênio, a hipótese de que os nucleons no interior do deutério são quase livres pôde ser confirmada.

A previsão teórica [38] da existência de uma estrutura de interferência devido ao processo $\Lambda N \rightarrow \Sigma N$ na região do limiar de produção do Σ^0 ($\sim 1.053 GeV$) foi evidenciada neste trabalho. Na figura 8.1 verificamos as distribuições de Λ em função da energia do centro de massa (W) onde percebe-se uma estrutura na região entre $1,725$ e $1,875 GeV$ na curva de Λ .

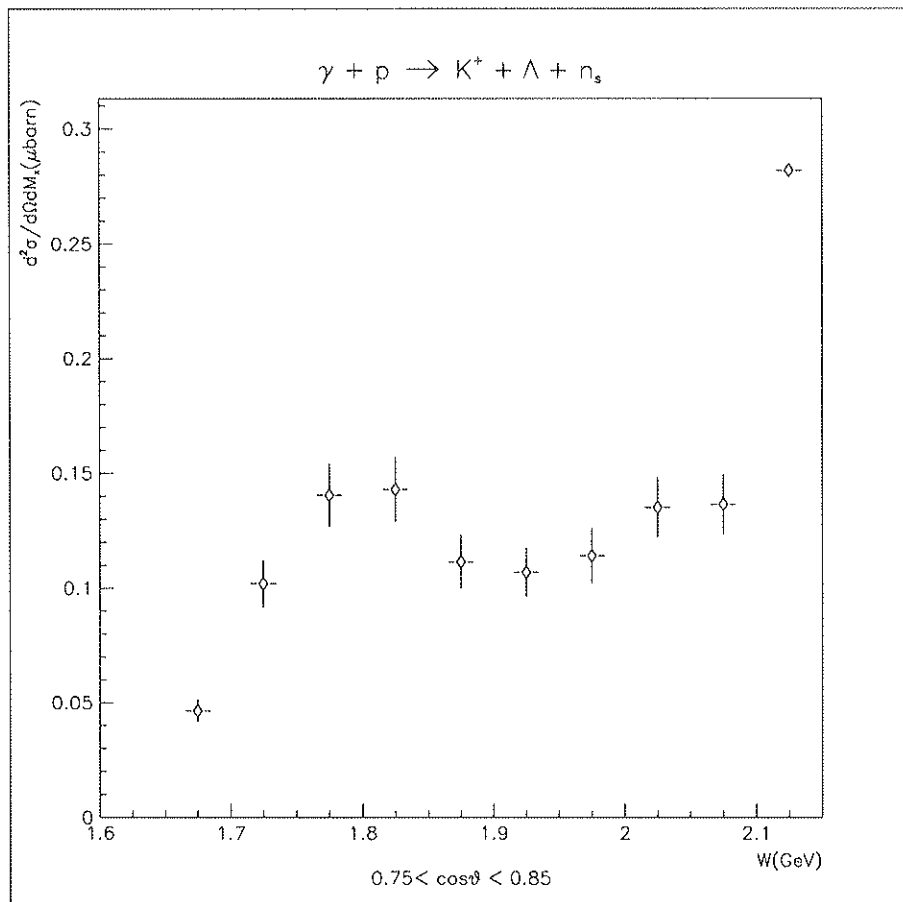


Figura 8.1: Distribuição de Λ em função de W

A partir dos resultados das seções de choque diferenciais obtidas para Σ^- foi obtida a seção de choque integrada nas distribuições angulares e o modelo teórico de Bennhold et al. [69] foi plotado concomitantemente com suas amplitudes reduzidas pela metade. As curvas estão apresentadas na figura 8.2, sendo que a curva teórica pode ser visualizada também na fig1.5 deste trabalho. O modelo descreve qualitativamente as estruturas apresentadas pelos resultados experimentais. No entanto, estas são superestimadas quantitativamente indicando a necessidade de um maior refinamento dos parâmetros estabelecidos teoricamente.

Comparando a seção de choque integrada de Σ^- com um modelo teórico mais recente apresentado pelo mesmo grupo teórico [39] do modelo anterior; podemos observar pela figura 8.3 onde a amplitude da curva teórica foi reduzida pela metade, que para a região de energias mais baixas o modelo descreve razoavelmente as estruturas apresentadas pelos resultados experimentais. Todavia, na região de energias mais altas a curva teórica discorda completamente dos resultados experimentais revelando um provável desajuste das constantes de acoplamento consideradas pelo modelo.

Podemos, ainda, considerar a existência de uma estrutura no intervalo de energia entre 1,2 e 1,4 GeV nos resultados experimentais deste trabalho que coincide com a estrutura presente nos resultados experimentais para a fotoprodução de Λ apresentada na figura 1.5 do capítulo 1. Apesar das evidências da existência de tal estrutura, tanto na fotoprodução de Λ quanto de Σ^- , nenhum dos dois modelos teóricos examinados prevêem sua existência confirmando portanto, a necessidade de um estudo mais profundo desta região de energia tanto experimental quanto teoricamente.

8.1 Perspectivas

Estes estudos terão continuidade e serão realizadas medidas de fotoprodução exclusiva de kaons, onde os Σ^0 serão detetados a partir da seleção de pares $\pi^+\pi^-$, e portanto, independentes de medidas realizadas com o hidrogênio, possibilitando que sejam feitas comparações com os resultados obtidos neste trabalho.

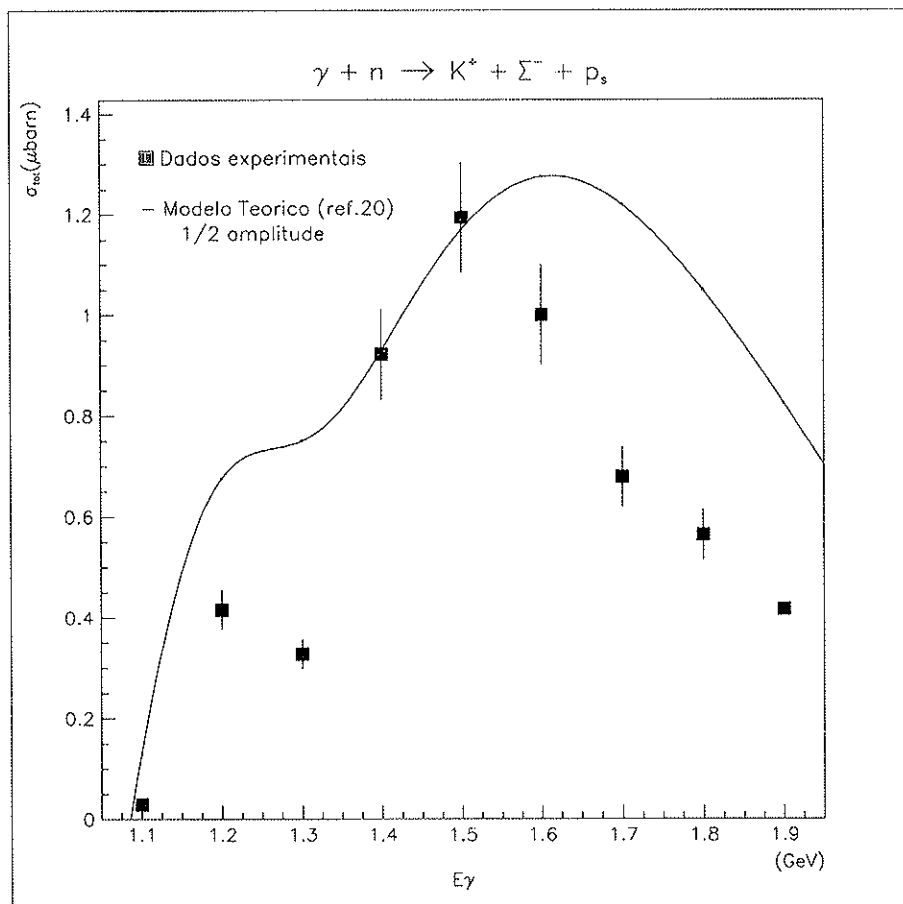


Figura 8.2: Seção de choque integrada comparada com modelo teórico

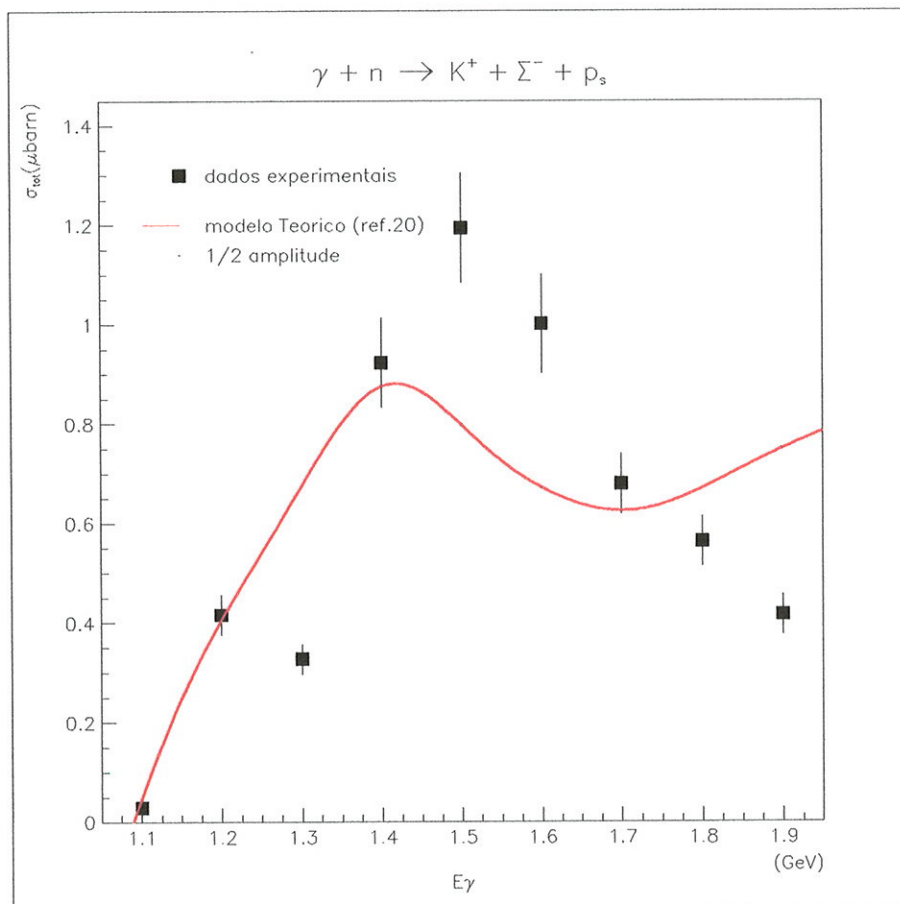


Figura 8.3: Seção de choque integrada comparada com modelo teórico.

Os dados obtidos neste experimento revelam uma contribuição bastante clara do $\Sigma(1385)$, como é mostrado na figura 8.4. Esta contribuição ficou evidenciada através da análise dos dados realizada neste trabalho, decorrente da separação muito clara para a massa desta partícula. Inclusive, a curva do $\Sigma(1385)$ foi levada em consideração, além das curvas de Σ e Λ , no ajuste dos dados analisados neste trabalho. O ajuste realizado para $\Sigma(1385)$ está ilustrado na figura 8.4.

A comprovação da contribuição de $\Sigma(1385)$ na fotoprodução de kaons e o acesso a medidas de boa resolução propiciam a realização de um estudo bastante interessante desta produção.

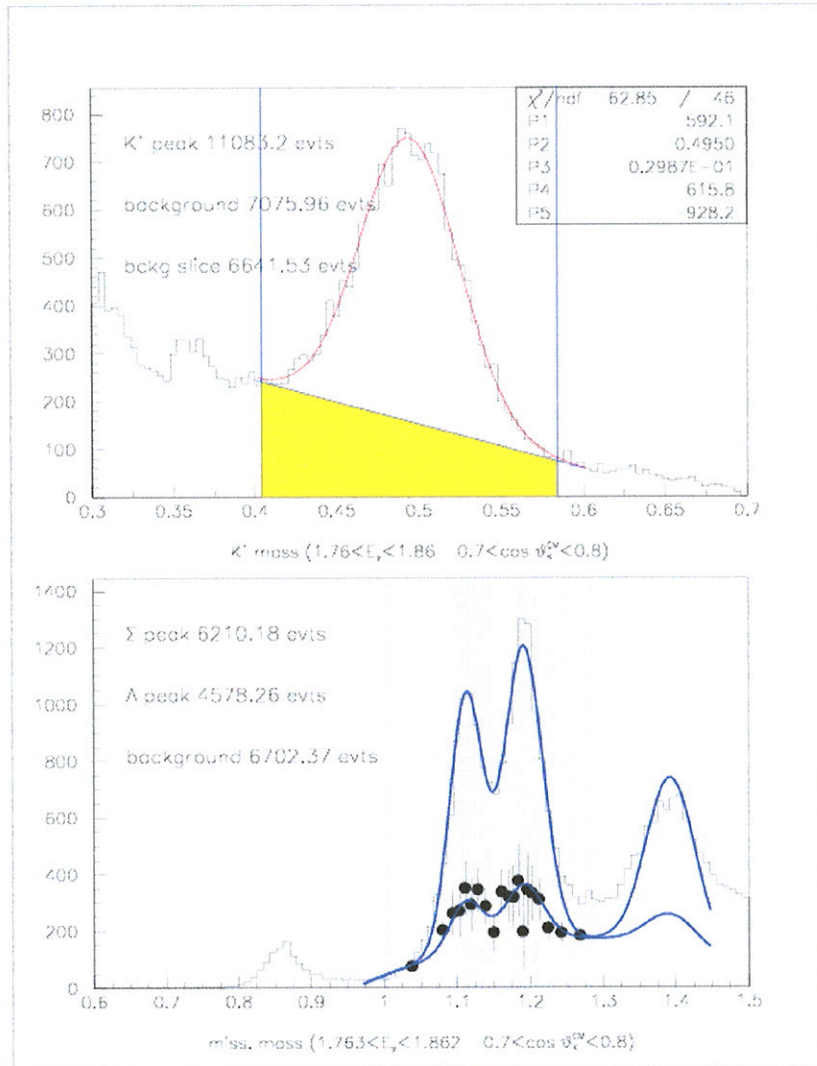


Figura 8.4: Contribuição do $\Sigma(1385)$

Bibliografia

- [1] Dirac, Proc. Roy. Soc. **A117**, 610 (1928).
- [2] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. **A136**, 692 (1932).
- [3] Proc. Phys.-Math. Soc. Japan, 17 (1935).
- [4] C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini, and C.F. Powell, Nature 159, 694 (1947).
- [5] G.D. Rochester, and C.C. Butler, Nature 160, 855 (1947).
- [6] N.F. Nelipa, Nucl. Phys. **82**, 680 (1966).
- [7] A.R. Pickering, *ibid.* **B66**, 493 (1973).
- [8] W. Schorsch, J. Tietge, and W. Weilnboeck, Nucl. Phys. **B25**, 179 (1970).
- [9] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, and Y. Nambu, Phys. Rev. **106**, 1345 (1957).
- [10] S.S. Hsiao and S.R. Cotanch, Phys. Rev. C **28**, 1668 (1983).
- [11] R.A. Adelseck, C. Bennhold, and L.E. Wright, Phys. Rev. C **32**, 1681 (1985).
- [12] F.M. Renard and Y. Renard, Nucl. Phys. **B25**, 490 (1971).
- [13] Y. Renard, Nucl. Phys. **B40**, 499 (1972).
- [14] H. Thom, Phys. Rev. **151**, 1322 (1966).
- [15] J.C David, C. Fayard, G.H. Lamot, and B. Saghai, Phys. Rev. **C53**, 2613 (1996).

- [16] R.A. Adelseck, and B. Saghai, Phys. Rev. C **42** , 108 (1990).
- [17] R.A. Adelseck, and B. Saghai, Phys. Rev. C **45** , 2030 (1992).
- [18] R.A. Williams, C.-R Ji, and S.R. Cotanch, Phys. Rev. C **46**, 1617 (1992).
- [19] R.A. Williams, C.-R Ji, and S.R. Cotanch, Phys. Rev. C **43**, 452 (1991).
- [20] T. Mart, C. Bennhold, and C.E. Hyde-Wright, Phys. Rev. C **51**, R1074 (1995).
- [21] M. Guidal, J. -M. Laget, and M. Landerhaeghen, Nucl. Phys. **A627** , 645 (1997).
- [22] M. Guidal, J. -M. Laget, and M. Landerhaeghen, Phys. Rev. C , (19).
- [23] M. Landerhaeghen, M. Guidal, and J. -M. Laget, Phys. Rev. C **57** , 1454 (1998).
- [24] Z. Li, Phys. Rev. C **52** , 1648 (1995).
- [25] D. Lu, R.H. Landau, and S.C. Phatak, Phys. Rev. C **52** , 1662 (1995).
- [26] R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, Phys. Rep. **149** , 1 (1987).
- [27] R.A. Adelseck, and L.E. Wright, Phys. Rev. C **39** , 580 (1989).
- [28] E.E. Salpeter and H.A. Bethe, Phys. Rev. **84** , 1232 (1951).
- [29] F. Gross, Phys. Rev. C **10** , 223 (1974).
- [30] J. M. Laget, Phys. Rev. **69** , 1 (1980).
- [31] tese de doutorado, Ohio University (1988).
- [32] T. Feuster, and U. Mosel, Phys. Rev. C **58** , 457 (1998).
- [33] F.M. Renard, and Y. Renard, Phys. Lett. **24B** , 159 (1967).
- [34] V. Cook et al., Phys. Rev. Lett. **7** , 182 (1961).

- [35] C.B. Dover, and G.E. Walker, Phys. Rep. **89** , 1 (1982).
- [36] F.X. Lee, T. Mart, C. Bennhold, and L.E. Wright, nucl-th/9907119.
- [37] Xiaodong Li, and L.E. Wright, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **17**, 1127 (1991).
- [38] S.R. Cotanch, and S.Hsiao, Nucl. Phys. **A450** , 419c (1986).
- [39] H. Yamamura, K. Miyagawa, T. Mart, C. Bennhold, and W. Glöckle, nucl-th/9907029.
- [40] P.M.M. Maessen, Th.A. Rijken, and J.J. de Swart, Phys. Rev. C **40** , 2226 (1989).
- [41] Th.A. Rijken, V.G.J. Stoks, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59** , 21 (1999).
- [42] A.M. Boyarski et al., Phys. Lett. **B34** , 547 (1971).
- [43] D.J. Quinn et al., Phys. Rev. D **20** , 1553 (1979).
- [44] C. Bennhold, T. Mart and D.Kusno, in *Proceedings of the CEBAF/INT Workshop on N Physics, Seattle, USA, 1996*, edited by T.-S. H. Lee and W. Roberts, (World Scientific, Singapore, 1997), p.166.
- [45] C. Bennhold, T. Mart, A. Waluyo, H.Haberzettl, G. Penner, T. Feuster, and U. Mosel, nuclth/9901066.
- [46] Experiment E89-045 (B.A. Mecking (spokesperson)).
- [47] CEBAF Conceptual Design Report, 1990.
- [48] The CLAS Drift Chamber System, M.D. Mestayer et al., accepted for publication in Nucl. Instrum. and Meth. A (1999).
- [49] E.S. Smith et al., Nucl. Instrum. and Meth. **A432**, 265 (1999).
- [50] M. Amarian et al., Nucl. Instrum. and Meth. **A460**, 239 (2001).
- [51] R. Minehart et al., CLAS-NOTE-90-014, (1990).

- [52] V. Burkert et al., CLAS-NOTE-92-009, (1992).
- [53] F. Ronchetti, contribution to the CLAS detector NIM, paper (2002).
- [54] S. Taylor et al., in preparation.
- [55] D.I. Sober et al., Nucl.Instrum. and Meth. **A440**, 263 (2000).
- [56] J. Borggreen, B. Elbek, and L.P. Nielson, Nucl. Instrum. and Meth. **24**, 1 (1963).
- [57] V. Blobel et al., The BOS system for the CLAS detector: Dynamic Memory Management, (1995).
- [58] J.J. Manak et al., CLAS-NOTE-99-016, (1999).
- [59] E. Anciant et al., CLAS-NOTE-99-002, (1999).
- [60] D. Lawrence, and M. Mestayer, CLAS-NOTE-99-018, (1999).
- [61] E.S. Smith et al., CLAS-NOTE-99-011, (1999).
- [62] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, Springer (1998).
- [63] J. Langheinrich, Internal Report.
- [64] CERN Program Library Long Writeup Q121 - CERN, Genebra, Suíça.
- [65] S. Stepanyan, Internal Report.
- [66] CERN Program Library Long Writeup W5013 - CERN, Genebra, Suíça.
- [67] M. Ungaro, Tese de Doutorado: π^0 electroproduction from $\Delta(1232)$ at high momentum transfered. (in preparartion)
- [68] J. McNabb, Tese de Doutorado: Electromagnetic Production of Hyperons. (in preparation)

- [69] C. Bennhold, T. Mart, and D. Kusno, in Proceedings of the CEBAF/INT Workshop on N^* Physics, Seattle, USA, 1996, edited by T.-S.H. Lee and W. Roberts, (World Scientific, Singapore, 1997), p. 166.