

Tese de
MESTRADO

Análise Experimental do Modo de
Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ com Troca de
Sabor do Quark c por Corrente Neutra

Wagner de Paula Carvalho

30 de Julho de 1993

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Julho de 1993

Resumo

Neste trabalho fazemos um estudo em busca do modo de decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ nos dados do experimento de foto-produção de charme E691, realizado no Fermilab. Encontramos $7,1_{-3,0}^{+3,1}$ eventos na região de massa do D^+ com uma eficiência de $3,6 \pm 0,2\%$. Este resultado corresponde a um limite superior de $6,2 \times 10^{-4}$ (90% C.L.) para a razão de ramificação e representa uma redução de quase cinco vezes em relação ao valor atualmente estabelecido.

Dedico esta tese aos jovens covardemente assassinados neste mês de julho de 1993 em frente à igreja da Candelária e a todos os anônimos que têm perecido vítimas de injustiças, aqui e no mundo.

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.7.1 | Variável ICAL | 73 |
| 5.7.2 | Relação entre Momentum e a Variável ICAL | 80 |
| 5.7.3 | Probabilidade Čerenkov | 82 |
| 5.8 | Distribuição de Momentum | 85 |
| 5.9 | Reflexões | 90 |
| 5.9.1 | $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ | 91 |
| 5.9.2 | $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ | 93 |
| 5.10 | Ajuste de Dados | 95 |
| 5.11 | Considerações sobre o Ajuste de Dados | 99 |
| 5.12 | Estimativa do Limite superior para a Fração de Decaimento do Méson D^+ no modo $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ | 102 |
| 6 | Conclusões | 105 |
| A | Intervalo de Confiança | 108 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.14 | O SLIC. | 44 |
| 3.15 | Seção do SLIC mostrando as corrugações. | 44 |
| 3.16 | O Calorímetro hadrônico. | 46 |
| 3.17 | A parede de múons traseira. | 47 |
| 3.18 | Distribuição de E_T nos eventos hadrônicos. | 50 |
| 3.19 | Distribuição de E_T nos eventos charmosos. | 50 |
| 4.1 | Sistema de aquisição de dados da E691. | 53 |
| 4.2 | Sistema de monitoramento <i>on-line</i> de dados da E691. | 55 |
| 5.1 | Representação esquemática dos cortes de vértice usados na E691. | 62 |
| 5.2 | Distribuição da variável CPRB2(3). | 64 |
| 5.3 | Espectro de massa $\mu\mu\pi$ | 72 |
| 5.4 | Impacto do corte sobre a variável ICAL no modo $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ | 74 |
| 5.5 | Impacto do corte sobre a variável ICAL no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow$ $K^- \pi^+ \pi^+$ | 75 |
| 5.6 | Impacto do corte sobre a variável ICAL no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow$ $\pi^- \pi^+ \pi^+$ | 77 |
| 5.7 | Impacto do corte sobre a variável ICAL nos canais $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ | 79 |
| 5.8 | Espectro de massa $\mu\mu\pi$ | 80 |
| 5.9 | Rejeição de hádrons \times <i>momentum</i> do hádron. | 81 |
| 5.10 | Relação entre as variáveis ICAL e CPRB2(2). | 82 |

5.24 Função de *likelihood* normalizada. 103

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|---|----|
| 3.1 | Resolução de <i>momentum</i> | 35 |
| 3.2 | Estados dos detectores Čerenkov em função do <i>momentum</i> das partículas. . | 38 |
| 5.1 | Rejeição de eventos $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ com uso do corte ICAL=2. | 76 |
| 5.2 | Rejeição de eventos $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ com uso do corte ICAL=2. | 76 |
| 5.3 | Rejeição de eventos $D_s^+, D^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ com uso do corte ICAL=2. | 78 |
| 5.4 | Fração dos eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ que sobrevivem ao corte ICAL1=2 em função do <i>momentum</i> | 82 |
| 5.5 | Reflexões dos canais $D^+, D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ | 92 |
| 5.6 | Conjunto final de cortes. | 96 |

Capítulo 1

Introdução

Uma das mais importantes características do Modelo Padrão [1, 2, 3] das interações eletrofracas é a diagonalidade das correntes neutras. Esta característica foi introduzida, através do mecanismo de GIM [4], para explicar a supressão de processos envolvendo a transição $s \rightarrow d$, e basea-se na existência de um quarto quark - o charme - e na representação dos quarks em dubletos. A supressão de canais com a mudança de sabor do quark s como [5]

$$B.R.(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (7,3 \pm 0,4) \times 10^{-9}$$

$$B.R.(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (2,7 \pm 0,5) \times 10^{-7},$$

é - há muito tempo - um fato experimental bem conhecido. No entanto, as medidas relacionadas com mudança de sabor do quark c são bem menos restritivas, como ilustrado pelas razões de ramificação [5]

$$B.R.(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 2,5 \times 10^{-3} \text{ (90\%C.L.)}$$

$$B.R.(D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,1 \times 10^{-5} \text{ (90\%C.L.)},$$

sendo necessárias medidas mais concludentes sobre a intensidade destes efeitos em partículas charmosas.

É exatamente neste contexto que se insere o presente trabalho. Motivados pelo fato de outros canais raros já terem sido observados na E691 [6], resolvemos buscar nos dados deste experimento possíveis sinais de canais com mudança de charme por correntes neutras. Inicialmente elegemos quatro candidatos: $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, $D^0 \rightarrow e^+ e^-$ e $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ¹. Entretanto, os canais envolvendo elétrons foram abandonados, pois os elétrons sofrem significativas perdas de energia ao longo do espectrômetro, o que prejudica o trabalho em canais de baixa estatística. Quanto ao $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (e também o $D^0 \rightarrow e^+ e^-$), há o problema de supressão por helicidade, caso a interação seja mediada por um bóson vetorial. Desta forma, o melhor canal para se procurar este efeito na E691 é mesmo o $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$, cujo valor atual da taxa de ramificação é [5]

$$B.R.(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 2,9 \times 10^{-3} \text{ (90\%C.L.)} .$$

Além disso, o D^+ é mais facilmente observável que o D^0 ², pois tem vida média cerca de 2,5 vezes maior que este.

No capítulo 2 desta tese descrevemos os principais aspectos teóricos do trabalho, com especial ênfase para o problema da troca de sabor por correntes neutras no Modelo Padrão das interações eletrofracas e o mecanismo de GIM.

O experimento E691 é descrito no capítulo 3. Escrevemos brevemente sobre o acelerador e o feixe. Depois descrevemos extensamente cada um dos detectores que compõem

¹Canais com mais do que três traços no estado final não foram considerados devido à baixa eficiência na reconstrução dos mesmos.

²É possível se observar estas partículas com o uso de detectores de estado sólido. Na seção 3.3.1 descreveremos os Detectores de Microtrilhas de Silício(SMD) utilizados na E691.

o espectrômetro. A aquisição de dados e as primeiras fases de redução de dados são descritas no capítulo 4.

O trabalho de análise dos dados em busca do modo de decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ é minuciosamente descrito no capítulo 5. Este capítulo é ilustrado com muitas figuras. Segue a ele o capítulo 6, dedicado às conclusões.

Há, também, um apêndice sobre intervalo de confiança. Este conceito é a base do método de cálculo de limite superior usado neste trabalho.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos sobre Mudança de Sabor por Correntes Neutras

2.1 Interação Fraca e Correntes Carregadas

Primeiramente observada na desintegração de núcleos atômicos (decaimento β), a interação fraca é responsável por uma grande quantidade de processos físicos como, os decaimentos do nêutron, do pión e do múon, por exemplo. Esta interação é caracterizada por ter uma intensidade menor do que as intensidades das interações forte e eletromagnética, o que se reflete nos tempos de vida média destas partículas

$$\tau_n = 8,9 \times 10^2 \text{ s}$$

$$\tau_\pi = 2,6 \times 10^{-8} \text{ s}$$

$$\tau_\mu = 2,2 \times 10^{-6} \text{ s} ,$$

os quais são extremamente longos, quando comparados com os tempos característicos das interações eletromagnética (10^{-16} s) e forte (10^{-23} s).

Estes decaimentos podem ser explicados com o uso do formalismo de correntes de probabilidade de transição entre os estados inicial e final, de forma análoga à eletrodinâmica.

De fato, a primeira tentativa de formulação de uma teoria para a interação fraca, feita por Fermi em 1932, para explicar o decaimento β , assumia uma estrutura vetorial(V) para esta interação. Mais tarde, verificou-se que esta interação não poderia ser puramente V e, com uma análise detalhada, chegou-se à conclusão de que também havia uma componente vetor-axial(A) na interação fraca, cuja forma seria V-A.

Assim, o decaimento do múon, por exemplo, pode ser explicado pela amplitude de transição

$$\mathcal{M} = \frac{4\mathcal{G}}{\sqrt{2}} \mathcal{J}_\alpha^+ \mathcal{J}^{\alpha-}, \quad (2.1)$$

em que \mathcal{G} é a constante de acoplamento característica da interação fraca, chamada de constante de Fermi e os termos

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_\alpha^+ &= \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) u_\mu \\ \mathcal{J}_\alpha^- &= \bar{u}_e \gamma_\alpha (1 - \gamma^5) u_\nu \end{aligned} \quad (2.2)$$

são correntes de transição entre o estado inicial e final. u_μ , u_e e u_ν são espinores de Dirac.

Todos os outros decaimentos citados nesta seção podem ser representados por amplitudes de transição construídas de forma semelhante à do decaimento do múon.

2.2 Correntes que não Conservam Estranheza e a Teoria de Cabibbo

A partir da década de 50 foram descobertas uma série de partículas, como K, Λ , Σ e Ξ , etc, que só decaíam através da interação fraca. A estas partículas foi associado um novo número quântico, a estranheza, representado pela letra S. Mais tarde, com o objetivo de

explicar as simetrias observadas entre os, já então, abundantes hádrons conhecidos, foi introduzido o modelo de quarks [7]. Baseado no grupo de simetria SU(3), este modelo propunha que os hádrons seriam constituídos de férmions ainda mais fundamentais e de carga fracionária(+2/3 ou -1/3), os quarks. Os bárions(anti-bárions) seriam compostos por três quarks(anti-quarks) e os mésons seriam formados por um quark e um anti-quark. Nesta época, três diferentes quarks eram suficientes para explicar todo o espectro de hádrons observado e foram chamados *up*, *down* e *strange*, abreviadamente *u*, *d* e *s*. Este último é um dos constituintes das partículas estranhas($S \neq 0$).

Os decaimentos destas partículas, como por exemplo

$$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e ,$$

também são representados pelo produto de duas correntes carregadas - uma hadrônica e uma leptônica - e, do ponto de vista do modelo de quarks, corresponde a uma transição $s \rightarrow u$. Por serem transições com $|\Delta S|=1$, são às vezes chamadas de transições fracas com troca de estranheza e as correntes são referidas como correntes fracas que trocam estranheza.

Logo, no entanto, um problema chamou a atenção. A comparação entre as taxas de decaimento, mostrava uma supressão - após corrigidos os fatores cinemáticos - das transições com $|\Delta S|=1$ em relação àquelas com $|\Delta S|=0$. Um exemplo disso é a razão

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \sim \frac{1}{20} . \quad (2.3)$$

Também uma análise mais detalhada, entre os decaimentos semi-leptônicos com $|\Delta S|=0$ e os decaimentos puramente leptônicos, mostrava uma pequena discrepância entre as inten-

sidades destes processos. Desta forma, pareciam ser necessárias ao menos três diferentes constantes para explicar os decaimentos fracos; uma para os decaimentos leptônicos, uma para os hadrônicos com $|\Delta S|=0$ e uma para decaimentos hadrônicos com $|\Delta S|=1$. Isto, certamente, contrariava a hipótese de uma interação universal, em que apenas uma constante de acoplamento \mathcal{G} é necessária para explicar os vários processos.

Em uma análise de canais semileptônicos, baseando-se na simetria unitária das interações fortes e na teoria V-A para as interações fracas, Cabibbo [8] propôs em 1963 que:

I. A corrente fraca hadrônica

$$\mathcal{J}^\mu = a\mathcal{J}_{\Delta S=0}^\mu + b\mathcal{J}_{\Delta S=1}^\mu \quad (2.4)$$

seria a soma de uma componente $\mathcal{J}_{\Delta S=0}^\mu$ que conserva estranheza com uma componente $\mathcal{J}_{\Delta S=1}^\mu$ que não conserva estranheza;

II. As constantes a e b seriam tais que,

$$a^2 + b^2 = 1, \quad (2.5)$$

o que permite uma parametrização de \mathcal{J}^μ como,

$$\mathcal{J}^\mu = \cos\theta\mathcal{J}_{\Delta S=0}^\mu + \sin\theta\mathcal{J}_{\Delta S=1}^\mu. \quad (2.6)$$

Comparando os dados experimentais sobre os decaimentos $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ e $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$,

Cabibbo obteve o valor

$$\theta = 0,257 \text{ rad}$$

para o parâmetro θ . Em uma outra determinação independente, usando os modos de decaimento $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ e $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$, o valor encontrado foi

$$\theta = 0,26 \text{ rad} .$$

Com este trabalho, Cabibbo mostrou que não era necessário introduzir novas constantes de acoplamento fracas para descrever os diferentes processos. A mesma constante \mathcal{G} está presente nos decaimentos leptônicos e hadrônicos. A intensidade aparentemente menor observada nos decaimentos hadrônicos deve-se ao fato de a corrente, neste caso, ter duas componentes, uma proporcional a $\cos\theta$ e que conserva estranheza e outra proporcional a $\sin\theta$, responsável pelos processos com $|\Delta S|=1$. Assim, a razão entre as taxas de decaimento dos modos $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ e $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, descontados os fatores cinemáticos é

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \sim \frac{\sin^2\theta_c}{\cos^2\theta_c} = \tan^2\theta_c . \quad (2.7)$$

Aqui, introduzimos a notação θ_c para o ângulo θ , chamado ângulo de Cabibbo.

Este mecanismo, aplicado ao modelo de quarks, equivale a introduzir um "novo" quark

$$\mathbf{d}' = \mathbf{d}\cos\theta_c + \mathbf{s}\sin\theta_c , \quad (2.8)$$

que é uma combinação linear dos estados \mathbf{d} e \mathbf{s} .

2.3 Corrente Fraca Neutra

Apesar de observadas pela primeira vez em 1973, as correntes fracas neutras já apareciam na literatura há mais de 10 anos. Baseados na simetria isotópica apresentada tanto

pelos léptons como pelos hádrons e na universalidade das constantes de acoplamento eletromagnética e fraca, alguns autores sugeriam a possibilidade de construção de uma teoria unificada para estas duas interações. Mais além, alguns desses autores já notavam a necessidade da introdução de mais um bóson neutro, que possibilitasse a construção de um grupo de simetria para as correntes fracas. Esse bóson neutro, o Z^0 , mediador da interação fraca neutra, juntamente com os bósons W^\pm , responsáveis pela interação fraca carregada, formariam um isotripleto de bósons vetoriais.

Em um modelo como este, baseado no grupo de simetria $SU(2)$, os léptons e quarks são representados por dubletos. Assim, após a contribuição de Cabibbo, as partículas "fundamentais" então conhecidas, eram agrupadas em três dubletos de $SU(2)$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} .$$

Nesta representação, as correntes fracas podem ser escritas com o auxílio de três matrizes

$$\tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

as quais são combinações lineares das matrizes de Pauli: $\tau^+ = \frac{1}{2}(\tau^1 + i\tau^2)$, $\tau^- = \frac{1}{2}(\tau^1 - i\tau^2)$ e $\tau^0 = \tau^3$. Usando χ para representar genericamente os dubletos e $\chi_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\chi$ para representar os dubletos com helicidade negativa, as correntes podem então ser escritas como

$$\mathcal{J}_\mu^\pm = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \chi_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^0 = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^0 \chi_L . \tag{2.9}$$

Apesar da elegância e simplicidade, este modelo para a interação fraca ainda apresentava importantes desacordos com a observação experimental. Estes desacordos somente foram solucionados com a introdução do chamado mecanismo de GIM, assunto da próxima seção.

2.4 Mecanismo de GIM

Em fins dos anos 60, um fato que intrigava os físicos de partículas era a inobservância - ou uma enorme supressão - de canais de decaimento que envolviam a transição $s \rightarrow d$. Um exemplo disso é o decaimento $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, mostrado em primeira ordem na figura 2.1a. Quando comparado com o modo $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ¹

$$B.R.(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (7,3 \pm 0,4) \times 10^{-7} \%$$

$$B.R.(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = (63,51 \pm 0,19) \%,$$

também mostrado na figura 2.1b, este modo apresenta uma supressão que, se olhada à luz do Modelo Padrão, era absolutamente incompreensível à época.

A expectativa baseada no modelo SU(2), esboçado na seção anterior, era de que decaimentos envolvendo a corrente neutra $s \rightarrow d$ teriam uma taxa de decaimento da mesma ordem daqueles que ocorrem através da corrente carregada $s \rightarrow u$. Quando comparamos o termo envolvendo os quarks s e d na corrente neutra²

$$\mathcal{J}_\mu^0 \equiv \bar{\chi} \gamma_\mu \tau^0 \chi = (\bar{u} \quad \bar{d}') \gamma_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$$

¹O valor da razão de ramificação do canal $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ é o valor atual.

²A bem da simplicidade, omitiremos a letra L nos dubletos, estando implícito que os espinores aqui representados só possuem a componente de helicidade negativa. Isso é verdadeiro mesmo para a corrente fraca neutra, pois aqui ainda estamos considerando a interação fraca pura, sem quebra de simetria.

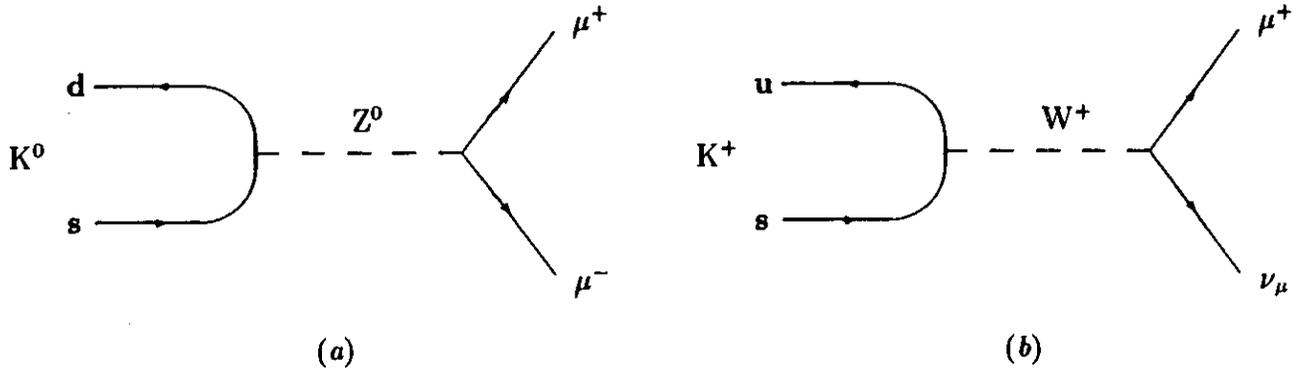


Figura 2.1: Diagramas de primeira ordem para os decaimentos: (a) $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e (b) $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

$$\mathcal{J}_\mu^0 = \bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d} \gamma_\mu d \cos^2 \theta_c - \bar{s} \gamma_\mu s \sin^2 \theta_c - (\bar{d} \gamma_\mu s + \bar{s} \gamma_\mu d) \sin \theta_c \cos \theta_c ,$$

com o termo envolvendo a transição $s \rightarrow u$ na corrente carregada

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_\mu^+ &\equiv \bar{\chi} \gamma_\mu \tau^+ \chi = (\bar{u} \quad \bar{d}') \gamma_\mu \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \\ &= \bar{u} \gamma_\mu d \cos \theta_c + \bar{u} \gamma_\mu s \sin \theta_c , \end{aligned}$$

vemos que ambos são da mesma ordem:

$$\mathcal{J}_{\mu (s \rightarrow u)}^+ = \bar{u} \gamma_\mu s \sin \theta_c$$

$$\mathcal{J}_{\mu (s \rightarrow d)}^0 = -\bar{d} \gamma_\mu s \sin \theta_c \cos \theta_c ,$$

e portanto, deveriam dar contribuições semelhantes às respectivas taxas de decaimento.

Daí a expectativa

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} \sim \mathcal{O}(1) ,$$

que no entanto, não se confirma.

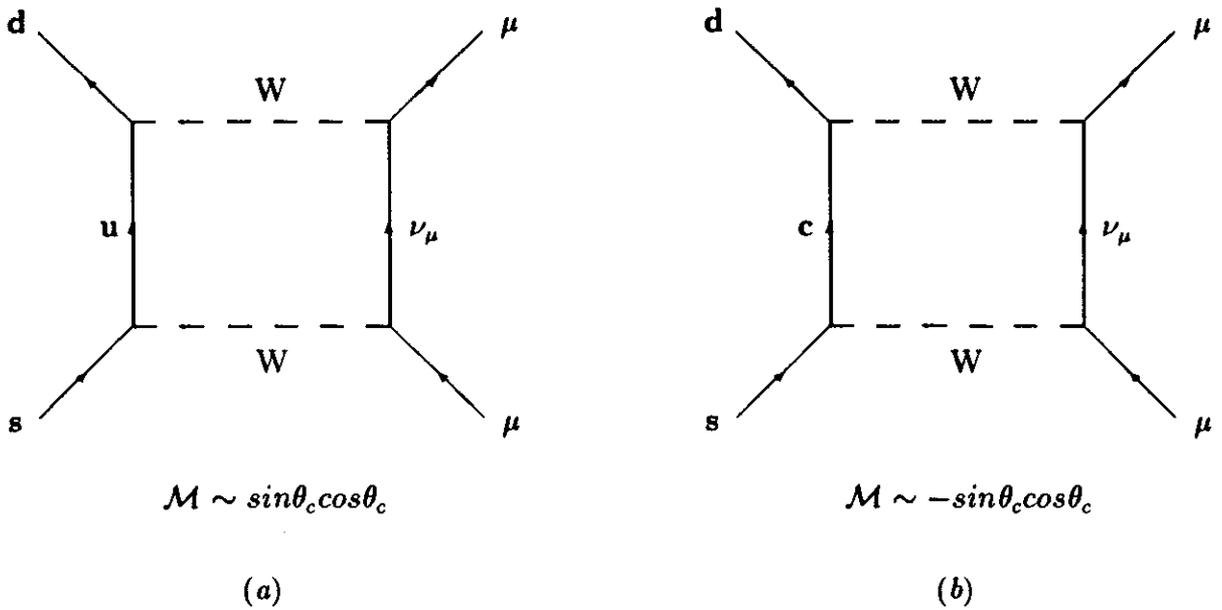


Figura 2.2: Diagramas de segunda ordem para o decaimento $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$: (a) com um quark intermediário u e (b) com um quark intermediário c.

Mesmo uma estimativa considerando diagramas de segunda ordem - como o mostrado na figura 2.2a - que envolvem somente correntes carregadas indicava uma taxa de decaimento maior do que o limite superior então existente para esse canal.

Numa tentativa de solucionar este problema, Glashow, Iliopoulos e Maiani [4] propuseram a introdução de um novo dubleto de quarks

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \quad s' = -d \sin\theta_c + s \cos\theta_c. \quad (2.10)$$

Este novo dubleto é formado por uma combinação linear dos quarks d e s - de carga $Q = -\frac{1}{3}$ - e por um novo quark c³, com carga $Q = +\frac{2}{3}$, denominado charme(*charm*). A principal motivação para a introdução deste novo dubleto, era eliminar, em primeira e segunda ordens, as contribuições dos termos não-diagonais da corrente neutra. Com o

³É digno de nota que - cerca de dez anos antes - Bjorken e Glashow [9] haviam examinado um modelo para a interação forte em que propunham um novo número quântico chamado charme, que seria violado pelas interações fracas. Este modelo previa a existência de muitas partículas charmosas.

novo dubleto, o termo de corrente neutra - em primeira ordem - devido aos quarks torna-se:

$$\mathcal{J}_\mu^0 = (\bar{u} \quad \bar{d}') \gamma_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} + (\bar{c} \quad \bar{s}') \gamma_\mu \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} .$$

Desenvolvendo esta expressão, facilmente podemos ver que

$$\mathcal{J}_\mu^0 = \bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d}' \gamma_\mu d' + \bar{c} \gamma_\mu c - \bar{s}' \gamma_\mu s ,$$

e portanto, não há termos não-diagonais no sabor.

As combinações lineares d' e s' podem ser representadas, em termos dos auto-estados de massa d e s , por uma transformação unitária

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} , \tag{2.11}$$

caracterizada por uma matriz - também introduzida na referência [4] - conhecida como matriz de Cabibbo.

Somente esta modificação é também suficiente para eliminar a contribuição dos termos de segunda ordem. A amplitude de transição é, agora, a soma das contribuições dos diagramas 2.2a(em que o quark intermediário é um quark u), proporcional a $\sin\theta_c \cos\theta_c$ e 2.2b(em que o quark intermediário é um quark c), proporcional a $-\sin\theta_c \cos\theta_c$. No limite de mesma massa para os quarks c e u , estes termos se cancelam mas, como suas massas são diferentes, há uma pequena contribuição destes processos de segunda ordem na ocorrência de modos em que há troca de sabor.

Ressaltamos que quando Glashow, Iliopoulos e Maiani propuseram este mecanismo - que ficou conhecido como mecanismo de GIM - não havia, ainda, qualquer evidência

da existência de um quarto quark. Este, somente seria descoberto 4 anos depois, em 1974 [10, 11]. No entanto, por argumentos baseados na taxa de decaimento do $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, eles foram capazes de estimar a massa do novo quark. Sua previsão para a massa foi de $1-3 \text{ GeV}/c^2$, valor compatível com as estimativas atuais.

Para concluir esta seção, notamos que uma segunda razão para a introdução do novo dubleto de quarks, era tornar a teoria renormalizável, o que não era possível com apenas três quarks. Não iremos, entretanto, tratar desta questão, discutida em outras referências [4, 12]. Na próxima seção veremos a generalização da matriz de Cabibbo para três famílias de quarks.

2.4.1 Matriz de Kobaiashi-Maskawa

A matriz de Kobaiashi-Maskawa(K-M) é uma generalização da matriz de Cabibbo para o caso de três dubletos de quarks. Introduzindo-se um terceiro dubleto

$$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

os auto-estados de interação fraca d' , s' e b' são relacionados aos auto-estados de massa d , s e b por uma transformação unitária

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Pode-se mostrar que esta matriz contém três parâmetros reais e um complexo ⁴ e a parametrização original, introduzida por Kobaiashi e Maskawa [13], é a seguinte:

$$\begin{pmatrix} \cos\theta_1 & -\sin\theta_1\cos\theta_3 & -\sin\theta_1\sin\theta_3 \\ \sin\theta_1\cos\theta_2 & \cos\theta_1\cos\theta_2\cos\theta_3 - \sin\theta_2\sin\theta_3e^{i\delta} & \cos\theta_1\cos\theta_2\sin\theta_3 + \sin\theta_2\cos\theta_3e^{i\delta} \\ \sin\theta_1\sin\theta_2 & \cos\theta_1\sin\theta_2\cos\theta_3 + \cos\theta_2\sin\theta_3e^{i\delta} & \cos\theta_1\sin\theta_2\sin\theta_3 - \cos\theta_2\cos\theta_3e^{i\delta} \end{pmatrix}.$$

É importante notar que a motivação para a introdução da matriz de K-M está relacionada com o problema da violação da simetria CP pelas interações fracas - observada pela primeira vez em 1964, no decaimento de káons neutros. O parâmetro complexo que surge na matriz 3×3 , quando se introduz um terceiro dubleto, é o responsável pelo surgimento de efeitos de violação de CP. Esta foi apenas uma das maneiras, consideradas pelos autores, de introduzir a violação de CP no modelo $SU(2) \times U(1)$, o qual viria a ser conhecido como Modelo Padrão das interações eletrofracas.

Nosso interesse, entretanto, está na relação entre a matriz de K-M e troca de sabor por correntes neutras. Esta relação pode ser sumarizada pela constatação de que, por construção, esta matriz representa a extensão do mecanismo de GIM para o caso de três dubletos, e portanto, assim como no modelo com dois dubletos, a unitariedade desta matriz é condição necessária para que não haja troca de sabor por correntes neutras.

Na próxima seção apresentamos alguns importantes aspectos do Modelo Padrão das interações eletrofracas.

⁴Uma matriz unitária $N \times N$ contém $(N-1)^2$ parâmetros independentes, sendo $\frac{1}{2}N(N-1)$ destes parâmetros reais e $\frac{1}{2}(N-1)(N-2)$ complexos. Assim, a matriz 2×2 , introduzida por Glashow, Iliopoulos e Maiani depende de apenas um parâmetro real $\cos\theta_c$.

2.5 Modelo Padrão das Interações Eletrofracas

Também conhecido como modelo de Glashow-Weinberg-Salam [1, 2, 3], este modelo unifica as interações fraca e eletromagnética numa estrutura de grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, em que os férmions fundamentais (quarks e léptons) de helicidade negativa (*left-handed*) são representados por dubletos de $SU(2)$

$$\begin{pmatrix} f \\ f' \end{pmatrix}_L$$

e os de helicidade positiva (*right-handed*) por singletos

$$(f)_R.$$

São hoje conhecidos, seis léptons agrupados em três famílias ($e, \nu_e; \mu, \nu_\mu; \tau, \nu_\tau$) e cinco quarks (u, d, c, s, b), embora haja uma forte convicção na existência de um sexto, referido como *top*(t). Enquanto as partículas massivas se manifestam na Natureza com ambas as helicidades, os neutrinos, por possuírem massa e carga nulas, somente interagem através de sua componente de helicidade negativa e, portanto, só são representados nos dubletos. Assim, este modelo estabelece uma simetria parcial entre quarks(q) e léptons(ℓ):

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (u)_R \quad (d)_R \quad (c)_R \quad (s)_R \quad (t)_R \quad (b)_R$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad (e)_R \quad (\mu)_R \quad (\tau)_R.$$

Nos dubletos, os quarks de carga $Q = -\frac{1}{3}$ são representados por auto-estados q' da interação fraca, que são combinações lineares $q'_i = U_{ij}q_j$ dos auto-estados q de massa. Os coeficientes U_{ij} são os elementos da matriz de K-M, descrita na seção anterior.

A estrutura de correntes deste modelo é a que descrevemos a seguir. Há três correntes fracas \mathcal{J}_μ^+ , \mathcal{J}_μ^- e \mathcal{J}_μ^0 , que atuam somente sobre os dubletos de férmions de helicidade negativa e que são representadas com o uso das matrizes de Pauli, geradoras do grupo de simetria SU(2):

$$\mathcal{J}_\mu^\pm = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \chi_L \quad \tau^\pm = \frac{1}{2}(\tau^1 \pm i\tau^2) \quad (2.14)$$

$$\mathcal{J}_\mu^0 = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^0 \chi_L \quad \tau^0 = \tau^3. \quad (2.15)$$

Há ainda, uma corrente neutra

$$\mathcal{J}_\mu^Y = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi, \quad (2.16)$$

em que Y, chamado hipercarga, é o gerador de um grupo de simetria $U(1)_Y$. Esta corrente \mathcal{J}_μ^Y , atua sobre férmions de ambas helicidades, aqui representados genericamente por ψ .

As correntes \mathcal{J}_μ^\pm , correspondem exatamente àquelas observadas nos decaimentos fracos por correntes carregadas. Entretanto, nem a corrente \mathcal{J}_μ^0 , nem a corrente \mathcal{J}_μ^Y , são de fato observadas na Natureza mas sim, duas outras correntes, também neutras: a corrente eletromagnética \mathcal{J}_μ^{em} e uma corrente fraca \mathcal{J}_μ^{NC} . Esta corrente \mathcal{J}_μ^{NC} se acopla com férmions de ambas helicidades, ao contrário de \mathcal{J}_μ^0 , que somente atua sobre férmions de helicidade negativa. As correntes \mathcal{J}_μ^{em} e \mathcal{J}_μ^{NC} , podem ser representadas pelas correntes fundamentais \mathcal{J}_μ^0 e \mathcal{J}_μ^Y , através das relações

$$\mathcal{J}_\mu^{em} \equiv \mathcal{J}_\mu^0 + \frac{1}{2}\mathcal{J}_\mu^Y \quad (2.17)$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC} \equiv (1 - \sin^2\theta_W)\mathcal{J}_\mu^0 - \frac{1}{2}\sin^2\theta_W\mathcal{J}_\mu^Y, \quad (2.18)$$

em que θ_W é conhecido como ângulo de Weinberg. Este ângulo pode ser interpretado como uma medida do "grau de mistura" entre \mathcal{J}_μ^0 e \mathcal{J}_μ^Y , presente em \mathcal{J}_μ^{NC} .

As correntes acima descritas se acoplam a quatro bósons vetoriais, mediadores da interação eletrofraca. O fóton γ é o mediador da interação eletromagnética enquanto o tripleto de bósons massivos W^+ , W^- e Z^0 , observados no início dos anos 80, são os mediadores das interações fracas. Não nos estenderemos mais na descrição do Modelo Padrão das interações eletrofracas. As demais características deste modelo fogem ao propósito deste trabalho e são minuciosamente abordados em vários textos [12, 14, 15].

Achamos, entretanto, importante ressaltar que, tanto o ângulo de Cabibbo, quanto o mecanismo de GIM - e sua extensão através da matriz de K-M -, são características introduzidas *ad hoc* no Modelo Padrão, a partir de uma evidência experimental: a enorme supressão de transições $s \rightarrow d$, ou em outras palavras, a inexistência de correntes neutras que trocam estranheza. Portanto, a introdução do mecanismo de GIM neste modelo, significa a generalização das características observadas na transição $s \rightarrow d$ para todos os demais quarks. O que, certamente, necessita ser testado.

De fato, Glashow e Weinberg [16] argumentam que a existência de correntes neutras que troquem sabor, em primeira ou segunda ordem, mudaria profundamente o Modelo Padrão. Eles mostraram que algumas condições devem ser obedecidas em uma teoria de gauge $SU(2) \times U(1)$, para que as correntes neutras conservem sabor naturalmente, isto é, sem a necessidade de introdução de novos parâmetros na teoria. O Modelo Padrão satisfaz estas condições. Entretanto, estes autores também mostraram que, restringindo a condição de conservação de sabor apenas aos quarks do tipo s , pode-se construir modelos

alternativos, em que há troca de sabor dos quarks tipo c por intermédio de correntes neutras.

Capítulo 3

O Experimento E691

O experimento E691 [17] foi o primeiro experimento de alta estatística e o segundo de uma série de experimentos de alvo fixo - iniciados com o E516 - que tinha por objetivo estudar a física do charme. A tomada de dados nesse experimento, realizado no Espectrômetro de Fótons Rotulados (Tagged Photon Spectrometer - TPS) no Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), foi concluída em setembro de 1985, após um período de coleta de dados de 5 meses que resultou em cerca de 100 milhões de eventos registrados em fitas magnéticas.

A E691 utilizou um feixe de fótons e um alvo de berílio e se beneficiou do primeiro *run*¹ de 800 GeV do Tevatron utilizando magnetos supercondutores. O TPS é um espectrômetro de alta aceitação com dois magnetos que utilizou na E691 um gatilho *aberto* (pouco excludente), o que evidencia a opção por se gravar uma grande quantidade de dados e analisá-los *off-line*.

Três fatores foram particularmente importantes para o sucesso deste experimento: o aumento na energia do feixe do Tevatron, os detectores de vértice de estado sólido (SMD)

¹ Chamamos de *run* um período de funcionamento do acelerador, em que são feitas as tomadas de dados.

e o sistema multiprocessador paralelo (ACP).

Neste capítulo faremos uma breve descrição do experimento, abordando desde a produção do feixe até os gatilhos(*trigger*) usados para acionar o sistema de aquisição de dados. Maior ênfase será dada, no entanto, para os detectores que compõem o espectrômetro.

3.1 O Acelerador e o Feixe

Um complicado processo que envolve várias etapas e máquinas permite que prótons sejam acelerados no Tevatron até atingirem a energia final de 800 GeV com um fluxo de $\sim 10^{13}$ prótons/*spill*². Portanto, não podemos falar de um único acelerador, mas de um conjunto de aceleradores. Este conjunto consiste de um acelerador eletrostático Cockcroft Walton, um acelerador linear de 160 m de extensão, um sincrotron(*Booster Ring*) de 216 m de raio, outro sincrotron(*Main Ring*) de 1000 m de raio e finalmente um anel com magnetos supercondutores situado sobre o *Main Ring*. Um esquema do conjunto de aceleradores e das áreas experimentais é mostrado na figura 3.1.

O feixe de prótons gerado no Tevatron não era contínuo, possuindo uma estrutura intermitente. Cada *spill* tinha uma duração de cerca de 22 segundos com um intervalo de 65 segundos entre *spills* sucessivos. Este feixe era distribuído pelas diversas áreas experimentais podendo, então, ser usado na produção de feixes secundários de káons, píons, múons, neutrinos ou fótons, estando a E691 nesta última categoria.

Adotou-se um feixe de fótons em detrimento de um feixe de hádrons, de mais fácil

²Chamamos de *spill* o período em que o acelerador fornece partículas para as áreas experimentais.

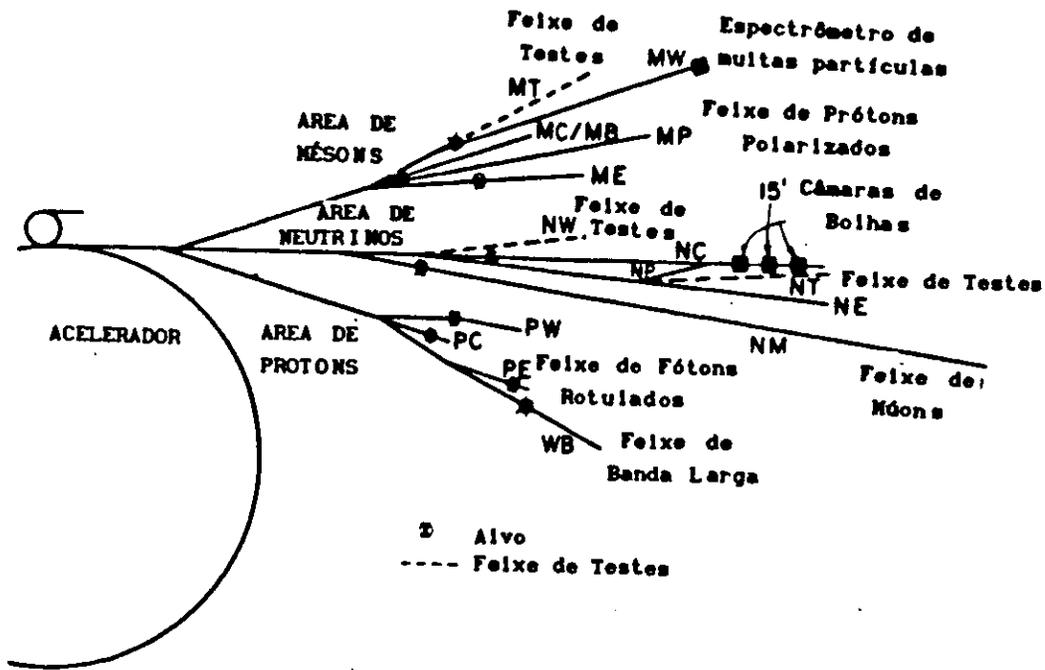


Figura 3.1: Visão esquemática do conjunto de aceleradores e das áreas experimentais.

produção, por duas razões principais. Em primeiro lugar o feixe de fótons produz uma multiplicidade de traços carregados menor que a produzida por um feixe hadrônico. O segundo motivo é que toda a energia carregada pelo fóton se encontra disponível para a produção de novas partículas na interação, o mesmo não ocorrendo com um hádron, em que apenas uma fração de sua energia se encontra disponível para este fim.

O feixe de fótons usado na E691 era produzido em várias etapas, após sucessivas interações. Primeiramente o feixe de prótons destinado ao TPL interagiu com um alvo de berílio de 30 cm de comprimento ao longo da direção do feixe, gerando partículas neutras e carregadas. Em seguida as partículas carregadas eram desviadas e descartadas enquanto o feixe neutro, composto por nêutrons, káons e fótons provenientes de decaimentos de

píons neutros, passava através de um radiador de chumbo com 0,32 cm de espessura, no qual os fótons eram convertidos em pares elétron-pósitron. Os pósitrons eram então magneticamente descartados enquanto os elétrons, com energia em torno de 260 GeV, eram colimados e levados a atravessar uma fina lâmina de tungstênio equivalente a 0,2 comprimentos de radiação. Ao atravessar esse material os elétrons irradiavam fótons por *bremsstrahlung* os quais seguiam em direção ao alvo, enquanto os elétrons eram desviados para o sistema de rotulação onde sua energia era medida, conforme descreveremos a seguir. Este processo de produção do feixe é descrito em detalhes na referência [18].

Devido à esse complicado sistema multi-estágios, a razão típica entre o fluxo de elétrons e o fluxo inicial de prótons foi medida como sendo $\sim 2,6 \times 10^{-5}$.

3.1.1 O Sistema de Rotulação

O sistema de rotulação consistia de um arranjo de hodoscópios - ilustrado na figura 3.2 - e detectores de chuva eletromagnético que permitia medir a energia dos elétrons que

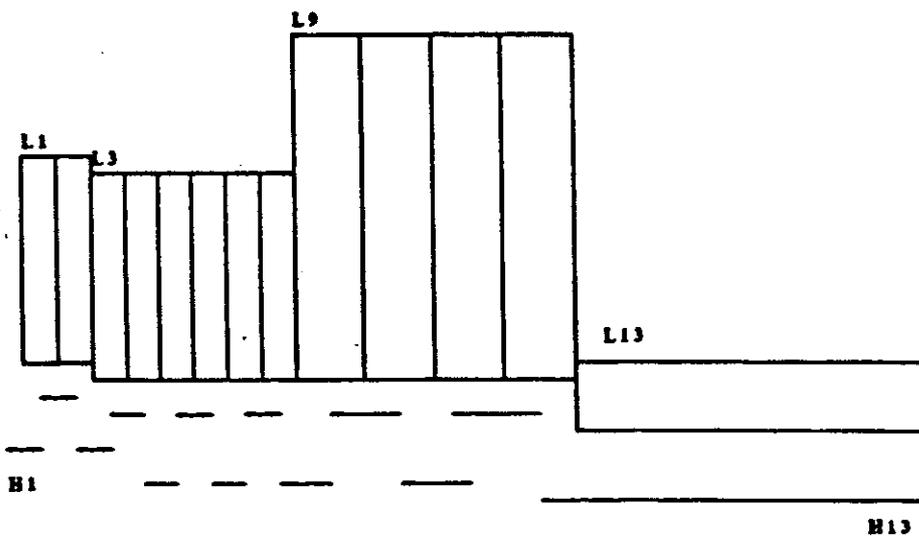


Figura 3.2: Hodoscópios e detectores de chuvis que compõem o sistema de rotulação.

eram desviados do feixe após passarem pela folha de tungstênio. Como a energia do elétron incidente era bem conhecida (260 GeV), era então possível determinar a energia do fóton produzido, através da relação

$$E_{\gamma} = E_{\text{feixe}} - E_e, \quad (3.1)$$

onde E_{feixe} é a energia do elétron do feixe e E_e é a energia do elétron desviado, medida pelo Sistema de Rotulação.

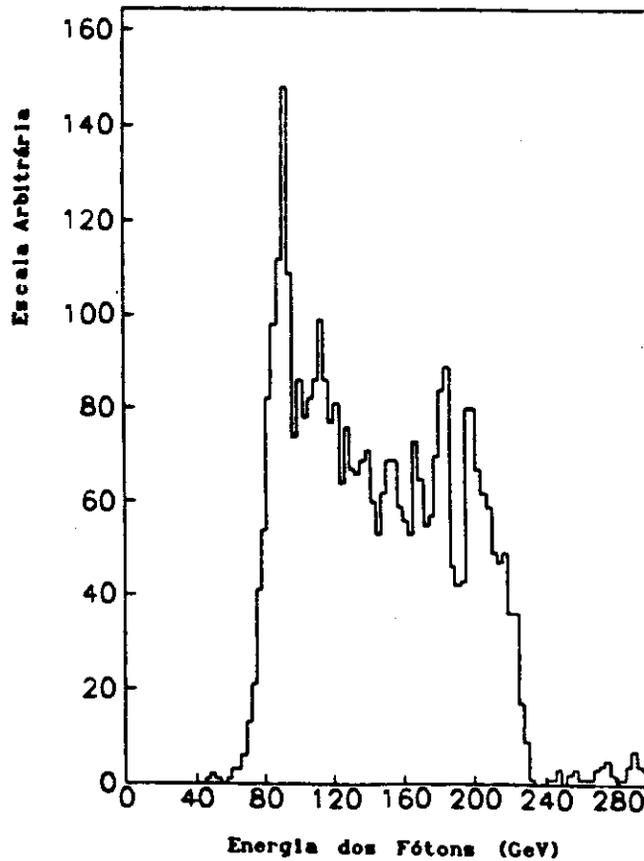


Figura 3.3: Espectro de energia do feixe de fótons.

A disposição geométrica do sistema de rotulação permitia a determinação da energia dos fótons na faixa de 70-230 GeV. O espectro de energia dos fótons da E691 é mostrado

na figura 3.3 e o seu valor médio é ~ 130 GeV. Esse sistema não podia determinar acuradamente a energia para dois elétrons sobrepostos. A resolução típica de energia de um fóton era de 7%.

3.2 O Alvo

A escolha do material usado na confecção de um alvo é feita de forma a maximizar o efeito buscado no experimento, que no caso da E691 era a produção de sabores pesados, mais especificamente, o charme. Além dessa exigência há também a necessidade de se minimizar efeitos indesejáveis, tais como a abundante produção de pares elétron-pósitron. Enquanto a seção de choque para produção hadrônica é proporcional ao número de massa (A), a seção de choque para a produção de pares é proporcional ao quadrado do número atômico (Z) do material. Além disso o ângulo de espalhamento múltiplo é uma função linear de Z . Portanto era necessário maximizar a relação $\frac{A}{Z^2}$. Embora o hidrogênio (H) seja o elemento que possui a maior razão $\frac{A}{Z^2}$, a sua utilização implicaria em uma série de problemas práticos, além de comprometer a capacidade de resolução do detector de vértices SMD, devido às grandes dimensões necessárias ao alvo. Por fim, o material escolhido para a confecção do alvo foi o berílio (Be), que é o elemento de menor número atômico disponível em estado sólido nas condições ambientes.

A extensão do alvo na direção do feixe era de 5 cm, o que equivale a 0,142 comprimentos de radiação e 0,123 comprimentos de interação ³, enquanto suas dimensões transversais eram 1,25 cm de largura e 2,5 cm de altura. Estas eram suficientes para englobar todo o

³O comprimento de radiação é definido como a distância média que um elétron de alta energia percorre, até perder $1-1/e \approx 63\%$ de sua energia, por *bremsstrahlung*.

feixe, cujas dimensões eram $\sigma_x \sim 0,8$ cm e $\sigma_y \sim 1,8$ cm.

3.2.1 O Contador B

Chamou-se de Contador B uma fina camada de cintilador plástico de dimensões transversais $1'' \times 1''$ e $\frac{1}{16}''$ de espessura, colocado imediatamente após o alvo. Sua função era acusar a passagem de partículas carregadas produzidas no alvo, além de ser utilizado como gatilho e disparador da contagem de tempo para as câmaras de arrasto.

Seu limiar de acionamento foi ajustado acima do sinal de passagem de uma partícula carregada. Embora se ajustado acima do nível de sinal referente à duas partículas carregadas permitisse a eliminação de grande parte do *background* de pares e^+e^- , também se perderia nesse caso os eventos devidos ao decaimento $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

3.3 O Espectrômetro

Entendemos por espectrômetro um arranjo de detectores, cada qual projetado para desempenhar uma tarefa específica. As principais funções deste aparato são o rastreamento, identificação e medição do *momentum* das partículas.

Na E691 foi utilizado o *Tagged Photon Spectrometer* - abreviadamente TPS -, que significa Espectrômetro de Fótons Rotulados. O TPS é mostrado na figura 3.4 e, esquematicamente, na figura 3.5. Seu nome deve-se ao fato de a energia do fóton que interage com o alvo ser conhecida. Este espectrômetro usava detectores de microtrilhas de silício, localizados imediatamente após o alvo, para determinar a posição do vértice de interação, assim como de vértices secundários produzidos no interior do alvo. Os planos de SMD também fornecem informações que permitem determinar a trajetória das partículas car-

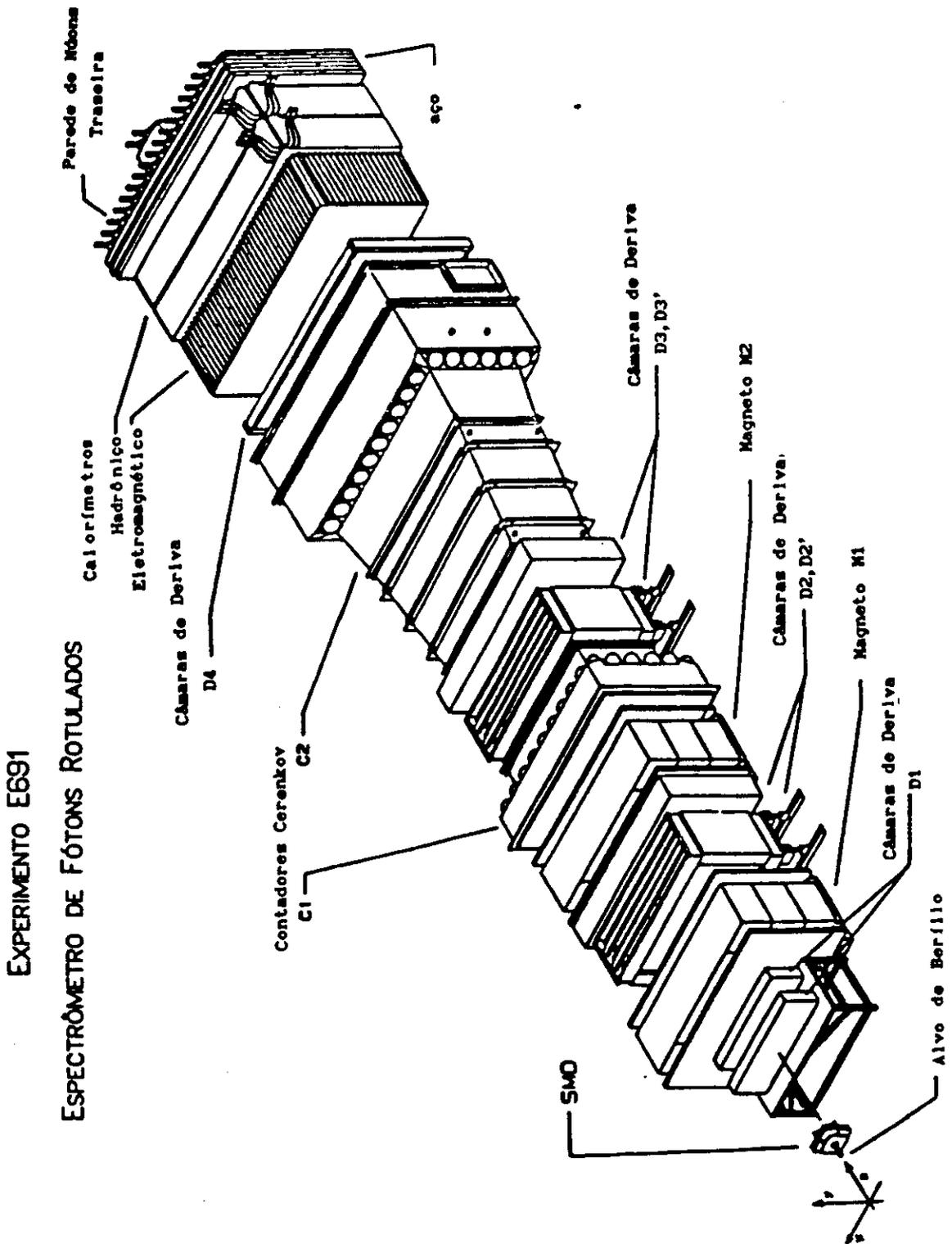


Figura 3.4: O espectrômetro.

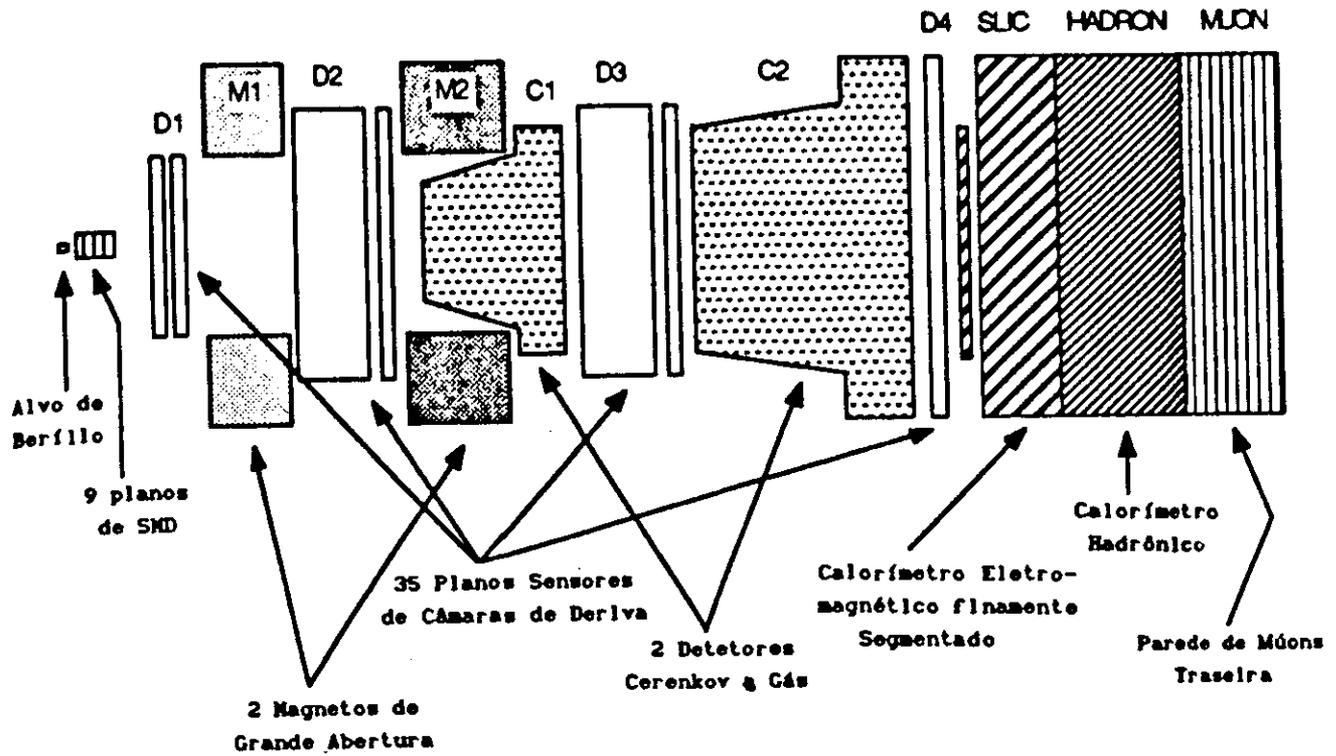


Figura 3.5: Visão esquemática do espectrômetro.

regadas produzidas nestas interações. As estações de câmaras de arrasto são responsáveis pelo rastreamento das partículas carregadas ao longo do espectrômetro. Os magnetos analisadores, ao alterarem a trajetória destas partículas, permitem a determinação de seus *momenta*. Os detectores Čerenkov são responsáveis, juntamente com os calorímetros e a parede de múons traseira, pela identificação das partículas. E, por fim, os calorímetros são responsáveis pela medição da energia das partículas.

A seguir descrevemos as principais características destes detectores.

3.3.1 Os Planos de SMD

Os Detectores de Microtrilhas de Silício, ou abreviadamente SMD (*Silicon Microstrip Detector*), são detectores de estado sólido capazes de operar em altas taxas de interação ($\sim 10^6$ Hz), característica fundamental em experimentos de física de altas energias. Com exce-

lente resolução espacial, permitem distinguir os vértices de produção e decaimento, e portanto, separar eventos charmosos de eventos hadrônicos comuns.

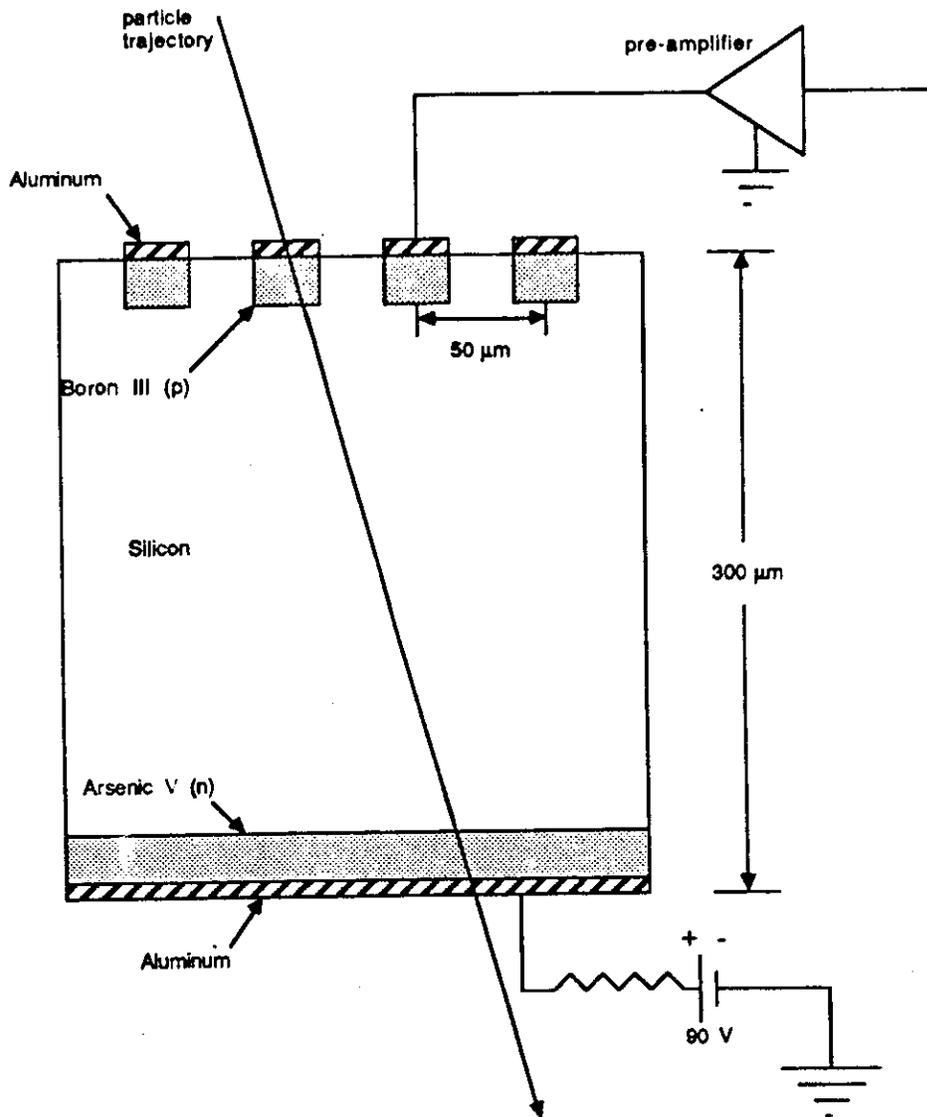


Figura 3.6: Visão esquemática de um plano de SMD.

Os SMD são confeccionados em finos planos, com cerca de 300 μm, de silício tipo-n. Enquanto uma das faces recebe uma forte dopagem com arsênio, na outra são gravadas pequenas trilhas com 30 μm de largura, e inter espaçadas de 50 μm, com dopagem de boro tipo-p. Uma fina camada de alumínio é aplicada sobre as trilhas tipo-p e sobre a face

oposta, para otimizar as conexões externas. Uma representação esquemática de um plano de SMD é mostrada na figura 3.6.

Ao passar através de um plano de SMD, uma partícula carregada típica produz cerca de 24.000 pares elétron-buraco, os quais, sob ação do campo elétrico aplicado às terminações do semicondutor, migram para as extremidades, produzindo um sinal eletrônico na microtrilha mais próxima à passagem da partícula. Devido à alta resistência entre trilhas adjacentes, cada rastro produz apenas um sinal em cada plano, o que, neste experimento, se verificou em mais de 90% dos traços.

Na E691 foram utilizados nove planos de SMD, totalizando cerca de 2,7 mm de silício, correspondentes a 0,028 comprimentos de radiação e 0,006 comprimentos de interação, divididos em três tripletos, inter espaçados de 8 cm. Cada tripleto contém um plano em cada uma das orientações X, Y e V, sendo que a orientação V corresponde a um ângulo de $-20,5^\circ$ em relação ao eixo y ⁴. O telescópio de planos de SMD encontrava-se a 2,7 cm do fim do alvo e interceptava todos os traços dentro de um ângulo de 100 mrad, atingindo uma resolução angular típica de ~ 0.14 mrad. O tamanho dos planos e o número de canais instrumentalizados não era o mesmo para todos os tripletos, já que suas distâncias para o alvo eram variáveis, e portanto, áreas transversais diferentes eram necessárias para cobrir o mesmo ângulo. Este arranjo de SMD é mostrado na figura 3.7. A resolução espacial obtida pelo conjunto de planos SMD foi $\sim 16 \mu m$.

Informações mais detalhadas, assim como outras referências, podem ser encontradas na referência [18], onde se discute, inclusive, princípios de operação, fabricação e moni-

⁴O sistema de referência usado na E691 era um sistema ortogonal destrógiro com o eixo z na direção do fluxo do feixe.

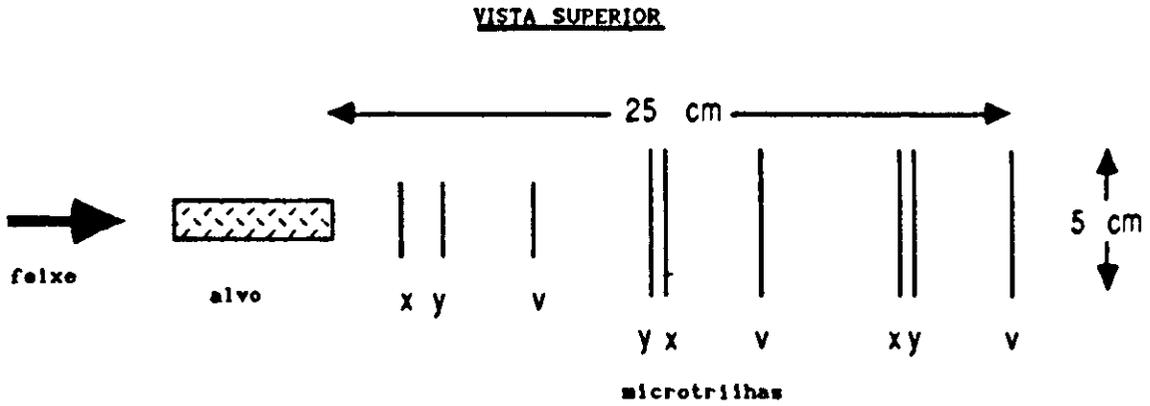


Figura 3.7: Visão esquemática do arranjo de planos de SMD.

destes detectores.

3.3.2 As Câmaras de Arrasto

Quatro estações de câmaras de arrasto, com um total de 35 planos sensores, foram usadas na E691. Estas estações eram basicamente as mesmas utilizadas na E516, mas com algumas importantes melhorias, motivadas pelo desejo de se aumentar a redundância e melhorar a informação de tempo. Estas melhorias levaram a uma melhor reconstrução dos traços e, conseqüentemente, a uma melhor resolução de *momentum*. Seis novos planos foram acrescentados aos antigos, a estação D1 foi transferida do interior para a região anterior ao primeiro magneto e também foram incorporados novos cartões amplificadores/discriminadores, assim como, novo sistema de TDC.

As câmaras de arrasto, como a mostrada na figura 3.8, são compostas de planos sensores alternados com planos catódicos. Nos planos sensores alternam-se fios sensores

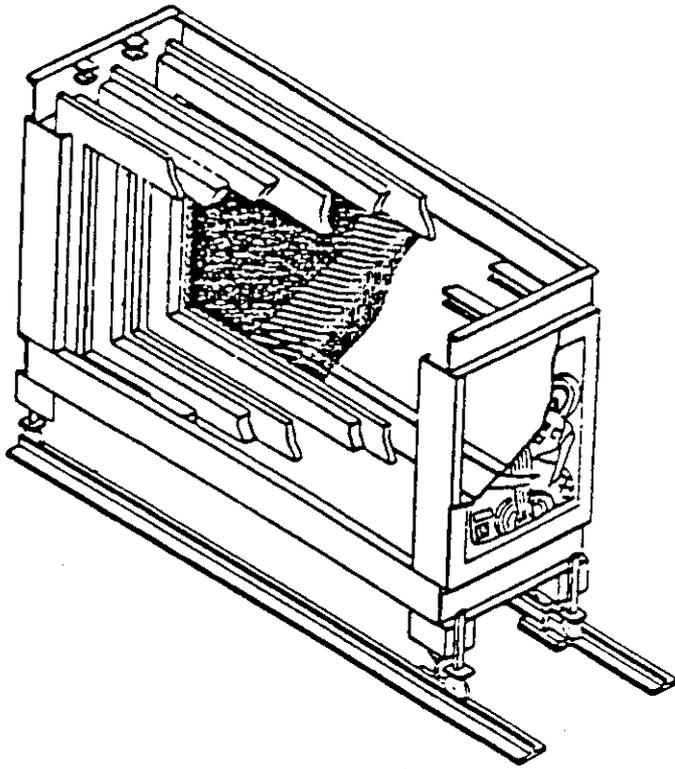


Figura 3.8: Câmara de arrasto usada na E691.

e fios modeladores do campo, resultando em um campo aproximadamente constante na maior parte das câmaras. Somente próximo aos fios sensores, que são mantidos em um potencial mais alto que os fios de campo e que os planos cátodicos, é que as equipotenciais assumem uma forma cilíndrica. Este arranjo de planos é então montado em uma câmara, a qual normalmente é preenchida com uma mistura de gases. As câmaras usadas na E691 foram preenchidas com uma mistura aproximadamente igual de argônio e etano, aos quais foi adicionado cerca de 1,5 % de etanol, para evitar centelhamentos. Esta mistura foi mantida a uma pressão levemente superior à atmosférica. A configuração dos campos no interior destas câmaras visa imprimir aos elétrons e íons, resultantes da ionização dos gases, uma velocidade aproximadamente constante durante a maior parte do trajeto. Desta forma medindo-se o tempo gasto pelos elétrons para atingirem o fio sensor mais

próximo, pode-se determinar a que distância deste fio passou a partícula.

Nas câmaras usadas na E691 os planos sensores eram separados por uma distância de 1,588 cm entre si, o mesmo se aplicando aos planos catódicos. Os 35 planos sensores, que se apresentavam em quatro orientações diferentes, foram montados em 11 conjuntos, com cada conjunto incorporando planos em três ou quatro diferentes orientações, o que tornava possível a resolução de todas as coordenadas de uma partícula que atravessasse esses planos. A primeira estação(D1) era formada por dois conjuntos, cada um composto de quatro planos nas orientações U, V, X, X'. Em U e V os fios eram inclinados respectivamente de $\pm 25^\circ$ em relação ao eixo y e X' era um plano similar a X, porém, ligeiramente defasado lateralmente, de forma a tentar resolver a ambiguidade direita/esquerda inerente a um plano, pois não se pode distinguir de qual lado de um fio passou a partícula. A segunda(D2) e a terceira(D3) estações eram formadas por quatro conjuntos de três planos cada, dispostos na configuração U, X, V, mostrada esquematicamente na figura 3.9. D2-4 e D3-4 eram novos conjuntos construídos para a E691. A última(D4) estação era composta de apenas um conjunto na configuração U, X, V. O tamanho das células das câmaras era uma função linear de suas posições, mantendo aproximadamente constante a densidade de traços por célula em todas as estações.

As três primeiras câmaras apresentaram uma resolução espacial típica de $\sim 300 \mu\text{m}$ enquanto em D4 a resolução atingida foi somente $\sim 800 \mu\text{m}$. A eficiência típica por plano para traços isolados reconstruídos foi cerca de 90 %.

Informações mais detalhadas sobre as câmaras de arrasto usadas na E691 podem ser encontradas nas referências [18, 19].



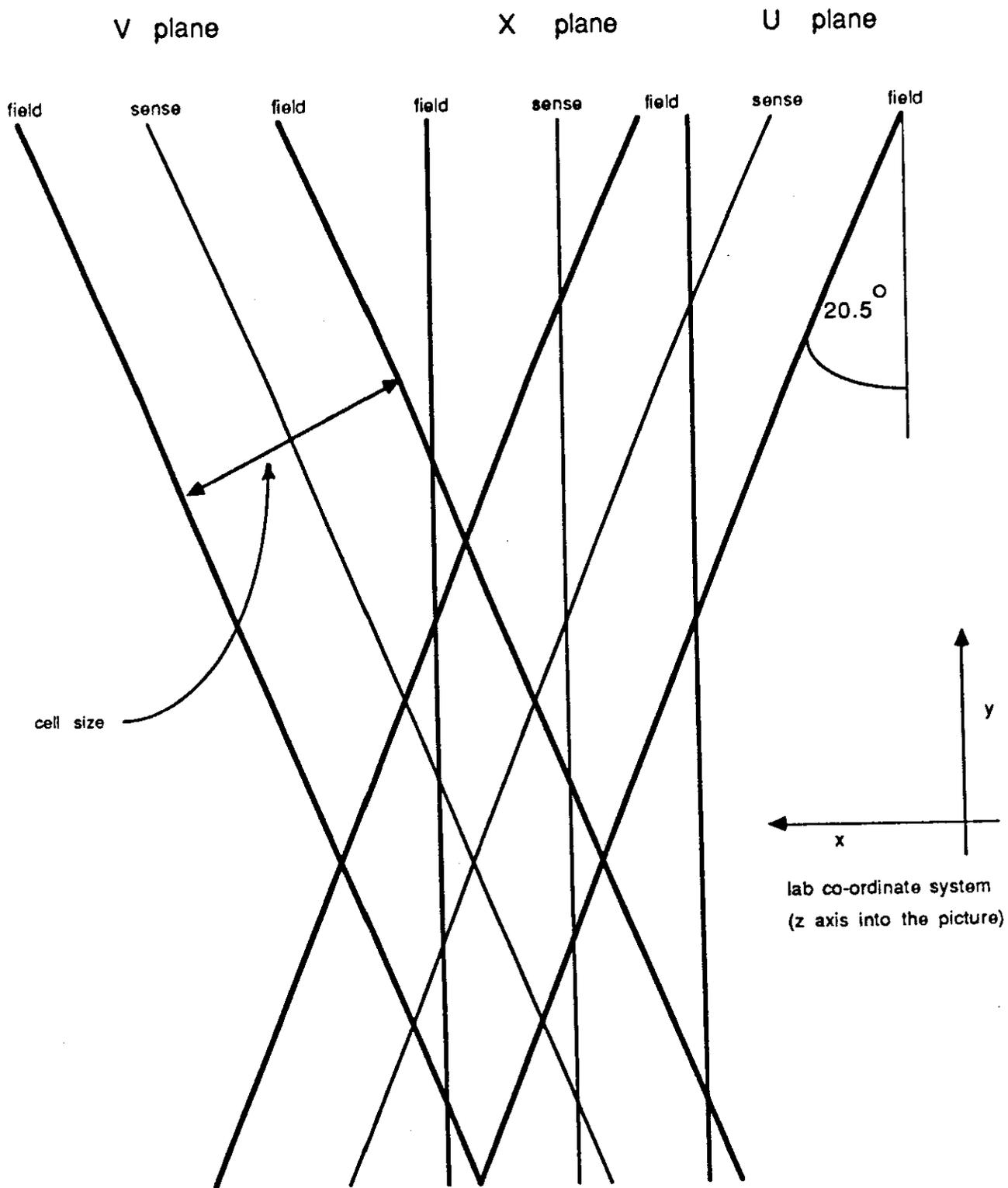


Figura 3.9: Orientação dos planos de câmaras de arrasto.

3.3.3 Os Magnetos Analisadores

Na determinação do *momentum* das partículas que atravessavam o espectrômetro foram usados dois magnetos analisadores de grande aceitação geométrica que produziam campos magnéticos verticais no sentido negativo do eixo *y*. Esta disposição do campo fornecia um impulso horizontal às partículas carregadas que atravessavam os magnetos, sem causar qualquer modificação na componente *y* de seus *momenta*. Estes campos foram cuidadosamente mapeados com precisão de 0.1 % e mantidos dentro dos limites de tolerância, mediante um rigoroso monitoramento das correntes e tensões nos magnetos.

A aceitação angular atingida pelos magnetos foi de 240 mrad na direção horizontal e 120 mrad na direção vertical para M1 e 120 mrad na horizontal e 60 mrad na direção vertical para M2. Estudos de Monte Carlo mostraram que, para decaimentos típicos de partículas charmosas, 95 % dos traços secundários com *momentum* maior do que 5 GeV/c estão contidos em um cone de 110 mrad enquanto que 95 % dos traços com *momentum* superior a 15 GeV/c são produzidos dentro de um cone de 62 mrad.

| Categoria | Resolução de <i>momentum</i> (%) |
|-----------|----------------------------------|
| 1 | $\Delta p/p \approx 6p$ |
| 3 | $\Delta p/p \approx 0,1p + 0,5$ |
| 7 e 15 | $\Delta p/p \approx 0,05p + 0,5$ |

Tabela 3.1: Resolução de *momentum*

A resolução de massa do espectrômetro, embora também seja uma função do ângulo de abertura entre os produtos do decaimento, é geralmente dominada pela resolução de *momentum*. Esta resolução pode ser parametrizada em função da categoria a que pertence o traço, como visto na tabela 3.1. Na E691 se atingiu uma resolução de massa

de $27,4 \text{ MeV}/c^2$ para a partícula J/ψ no canal de decaimento $\mu^+\mu^-$, de $10,3 \text{ MeV}/c^2$ para o $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e de $4,4 \text{ MeV}/c^2$ para o K_s , medido no canal $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$. Neste último caso, 90 % dos traços não deixaram qualquer sinal nos planos de SMD.

3.3.4 Os Detectores de Radiação Čerenkov

Para prover a identificação das partículas carregadas, e em especial distinguir os hádrons entre si, a E691 utilizou-se de dois detectores de limiar de radiação Čerenkov, mostrados na figura 3.10. O princípio de operação destes detectores baseia-se no fato de que uma partícula que viaja em um meio material com velocidade maior do que a velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas nesse meio, provoca a emissão de radiação Čerenkov. Este efeito, embora complexo, é bem conhecido e se deve à polarização das moléculas que circundam a trajetória da partícula carregada. A radiação Čerenkov é emitida em um ângulo muito bem definido, determinado pela equação

$$\cos \theta_c = \frac{c}{v\eta}, \quad (3.2)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, v é a velocidade da partícula e η é o índice de refração do meio. Porém, esta emissão só ocorre a partir de um valor limiar de velocidade (v_{th}) da partícula

$$v_{th} \equiv c' = \frac{c}{\eta}, \quad (3.3)$$

que é justamente, a velocidade da luz no meio. Portanto, o valor limiar de *momentum* para produção de radiação Čerenkov é dado pela fórmula

$$p_{th} \cong \frac{mc}{\sqrt{2(\eta - 1)}}. \quad (3.4)$$

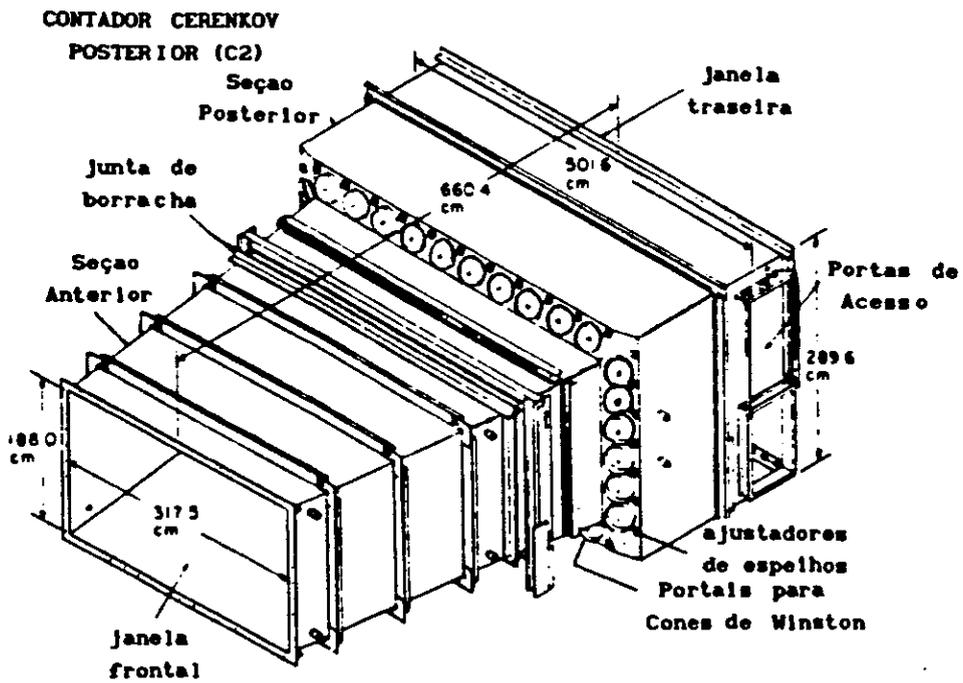
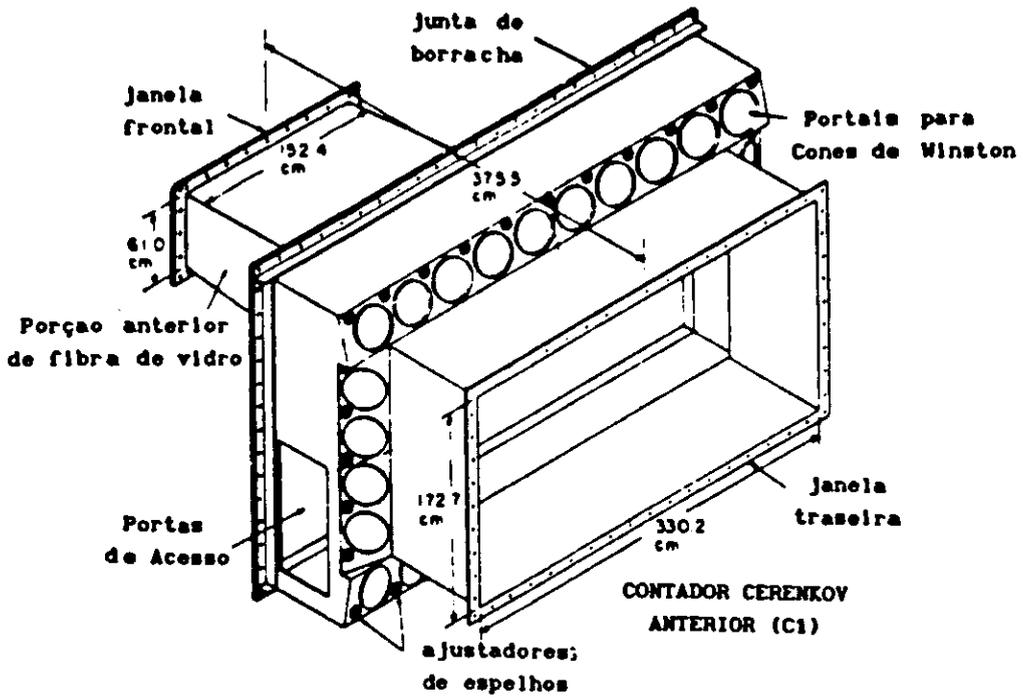


Figura 3.10: Detectores de radiação Čerenkov.

| Momentum(GeV) | π | K | p | e, μ |
|---------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------|
| 0-6 | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 6-9 | $C_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 9-20 | C_1C_2 | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 20-36 | C_1C_2 | $C_1\bar{C}_2$ | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 36-38 | C_1C_2 | C_1C_2 | $\bar{C}_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 38-69 | C_1C_2 | C_1C_2 | $C_1\bar{C}_2$ | C_1C_2 |
| 69- ∞ | C_1C_2 | C_1C_2 | C_1C_2 | C_1C_2 |

Tabela 3.2: Estados dos detectores Čerenkov em função do *momentum* das partículas.

Consequentemente, partículas com diferentes massas apresentam diferentes valores limiares de *momentum*. É justamente essa característica que permite distingui-las. Os hádrons podem ser parcial ou totalmente distinguidos entre si na faixa de 6 GeV/c a 69 GeV/c, como pode ser visto pelo simples exame da tabela 3.2. Esta tabela apresenta, para diferentes faixas de *momentum* e, para os diferentes tipos de partículas, os estados lógicos em que se encontram os detectores C1 e C2, onde C significa que o detector emite radiação Čerenkov e \bar{C} significa que ele não emite.

Nos detectores usados na E691 um arranjo de espelhos curvos era usado para focalizar a luz produzida pelas partículas, ao atravessarem estes detectores, em estruturas cônicas coletoras de luz chamadas cones de Winston, aos quais eram encaixados fototubos. Um desses cones está ilustrado na figura 3.11. O arranjo de espelhos foi projetado de forma a minimizar o número de anéis de radiação sobrepondo-se e, ao mesmo tempo, assegurar que o anel de radiação devido a uma única partícula fosse coletado em um único espelho. Estas exigências, conflitantes entre si, implicaram em uma maior segmentação na região central dos detectores, com valores medidos de sobreposição de traços variando entre 7-11 % nos

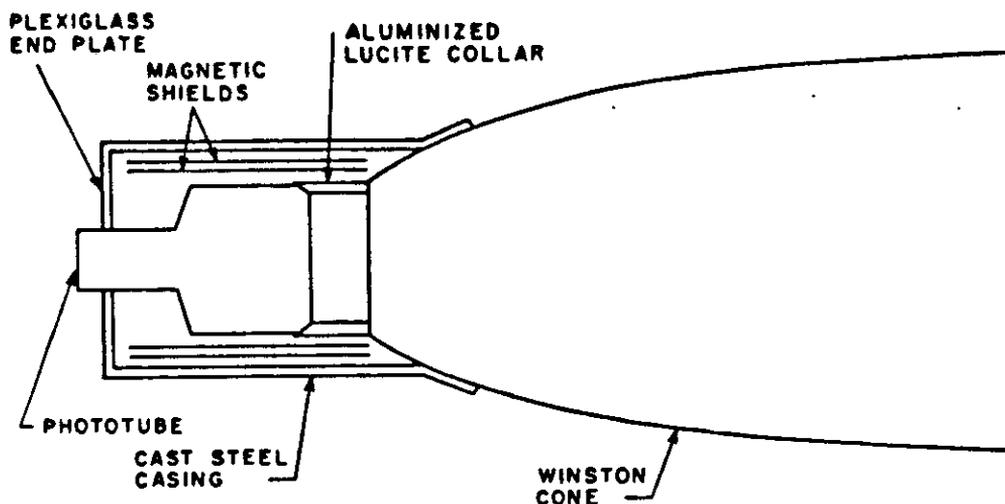


Figura 3.11: Visão esquemática de um cone de Winston e um fototubo.

espelhos centrais e 2 % nos espelhos externos de C1 e entre 3-7 % e 1 %, respectivamente, para C2. Por problemas de espaço, em C1 eram necessárias duas reflexões antes que os raios de luz atingissem os cones de Winston, os quais foram projetados de forma a somente aceitar os raios que incidissem em sua abertura dentro de um ângulo máximo de $\sim 18^\circ$. Os fototubos foram cobertos com um material (*p-terphenyl*) que absorve luz na faixa de $1600 \text{ \AA} - 2500 \text{ \AA}$ reemitindo-a na faixa de $3500 \text{ \AA} - 5000 \text{ \AA}$, em que os fototubos são mais sensíveis. Enquanto C1 foi preenchido com nitrogênio, que possui índice de refração $\eta=1,00027$, C2 recebeu uma mistura de 20 % de nitrogênio e 80 % de hélio, com índice de refração $\eta=1.00012$.

O número de fótons produzidos por unidade de comprimento do radiador e por unidade de comprimento de onda, é dado pela fórmula

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda d\lambda} = \frac{2 \sin^2 \theta_c}{137 \lambda^2}. \quad (3.5)$$

Na E691 os comprimentos dos detectores Čerenkov foram determinados pela exigência de que uma partícula típica produzisse cerca de 10 foto-elétrons para ser detectada, o que acarretou em um comprimento aproximadamente duas vezes maior para C2 que para C1, devido às diferentes misturas gasosas empregadas. Cerca de onze foto-elétrons em C1 e treze em C2, foram em média coletados por partícula carregada atravessando os detectores. O nível de ruído dos fototubos era correspondente a aproximadamente dois elétrons.

Devido à proximidade com M1, alguns fototubos de C1 estavam submetidos a intensos campos magnéticos. Para aliviar esse problema, foram aplicados campos compensadores, através da instalação de bobinas enroladas ao redor dos fototubos. Outro problema era impedir que a luz produzida pelos abundantes pares elétron-pósitron prejudicasse o funcionamento dos detectores. Esse problema foi resolvido com o uso de uma fina tira de blindagem na região central de C1 e C2.

3.3.5 O Contador do Plano de Pares e o Contador C

Para evitar que a grande quantidade de fótons de *bremstrahlung* e pares e^+e^- produzidos a pequenos ângulos (~ 1 mrad) atingisse a região central do calorímetro eletromagnético, o contador do plano de pares, que é um conjunto de 19 detectores de chuveiros, foi colocado imediatamente a frente deste. Estes detectores, mostrados esquematicamente na figura 3.12, eram constituídos de camadas de acrílico alternadas com camadas de tungstênio ou chumbo, correspondendo a um total de 20 comprimentos de radiação. Após os detectores, havia ainda mais 10 comprimentos de radiação de chumbo, para evitar que chuveiros iniciados nos contadores do plano de pares chegassem ao SLIC. Além do objetivo

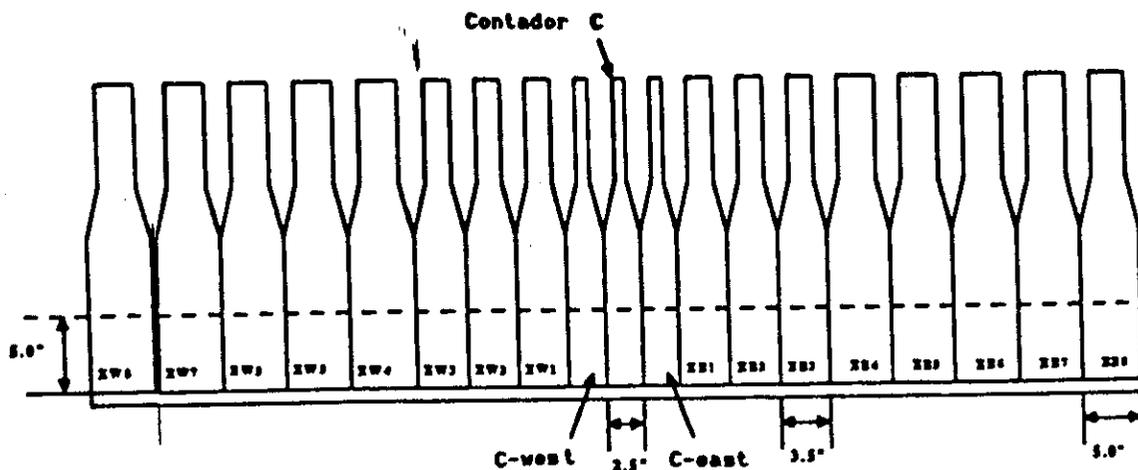


Figura 3.12: Os contadores de planos de pares.

de evitar um congestionamento na região central do calorímetro, os contadores deveriam, também, fornecer informações que permitissem fazer correções à medida de energia do fóton incidente. Porém, devido à grande quantidade de traços nesta região, foi impossível fazer a reconstrução de calorimetria nestes detectores e o valor usado para a energia do fóton incidente acabou mesmo sendo o medido pelo sistema de rotulação.

A porção central do contador de planos foi chamada de contador C. Além das demais funções descritas acima, deveria medir a energia dos fótons que não interagem no alvo, visando corrigir a medida de energia pelo sistema de rotulação. Pelos mesmos motivos já mencionados, também este contador não se mostrou capaz de desempenhar esta tarefa.

Mais informações sobre estes contadores podem ser obtidas em outros lugares [19].

3.3.6 Os Calorímetros

Os calorímetros são detectores constituídos de uma grande quantidade de matéria, correspondente a vários comprimentos de interação, nos quais as partículas interagem depositando sua energia. Nesta interação com o material do detector, são produzidas várias outras partículas que, se forem suficientemente energéticas, darão por sua vez origem à outras mais, repetindo-se este processo até que a energia das partículas seja pequena para produzir outras. Esta proliferação de partículas produz um sinal que se alarga até um certo ponto, afinilando-se a seguir e, por fim, extinguindo-se, embora a forma específica deste sinal dependa da partícula que o produziu. A este sinal, ilustrado na figura 3.13,

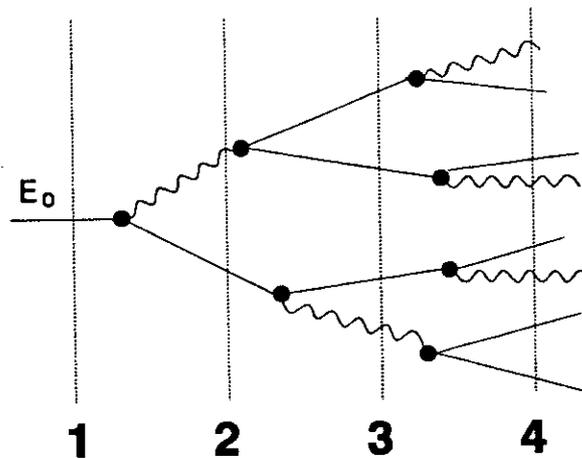


Figura 3.13: Ilustração de um chuveiro.

chamamos de chuveiro. Os calorímetros são de fundamental importância nos experimentos de física de altas energias pois permitem a detecção e medição da energia das partículas neutras, às quais os demais detectores, anteriormente descritos, são transparentes - pois seu princípio de funcionamento é a interação eletromagnética. Outra importante função dos calorímetros é auxiliar na identificação entre léptons e hádrons, o que pode ser feito

observando-se a forma dos chuveiros produzidos e a fração da energia da partícula neles depositada.

Dois calorímetros foram usados na E691 [20]: o primeiro - as vezes chamado de calorímetro eletromagnético - é o SLIC (Segmented Liquid Ionization Calorimeter) [21], imediatamente seguido pelo calorímetro hadrônico.

O SLIC

O SLIC, mostrado na figura 3.14, era um grande detector de chuveiros de cintilador líquido. Seu propósito era medir, com boa resolução, a energia e a posição dos fótons e elétrons nos eventos com muitas partículas. Também foi um elemento fundamental no gatilho de E_T , medindo a energia transversa dos eventos.

O SLIC era composto de 60 camadas de chumbo alternadas com 60 camadas de cintilador líquido. Uma fina lâmina de alumínio, colocada entre as placas, evitava o contato dos dois materiais, pois o chumbo destrói o cintilador. Todo este material corresponde à 20 comprimentos de radiação e 2 comprimentos de interação nuclear, para os hádrons. Cada camada de cintilador foi segmentada, por corrugações em forma de onda quadrada, em faixas paralelas de 3,175 cm na região central e 6,35 cm na região mais externa. Estas corrugações são mostradas na figura 3.15. As camadas de cintilador, a exemplo das câmaras de arrasto, se apresentavam em três diferentes vistas, dispostas alternadamente, as quais eram identificadas segundo a orientação do eixo das corrugações : enquanto na vista Y as corrugações estavam na posição horizontal, nas vistas U e V elas estavam inclinadas respectivamente de $\pm 20,5^\circ$ com a vertical. Esta diversidade de orientações permite

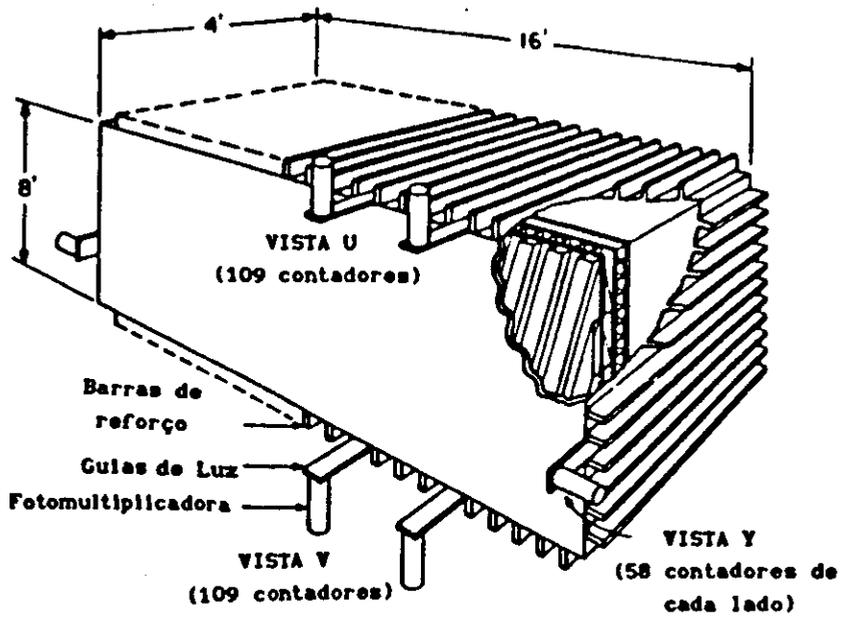


Figura 3.14: O SLIC.

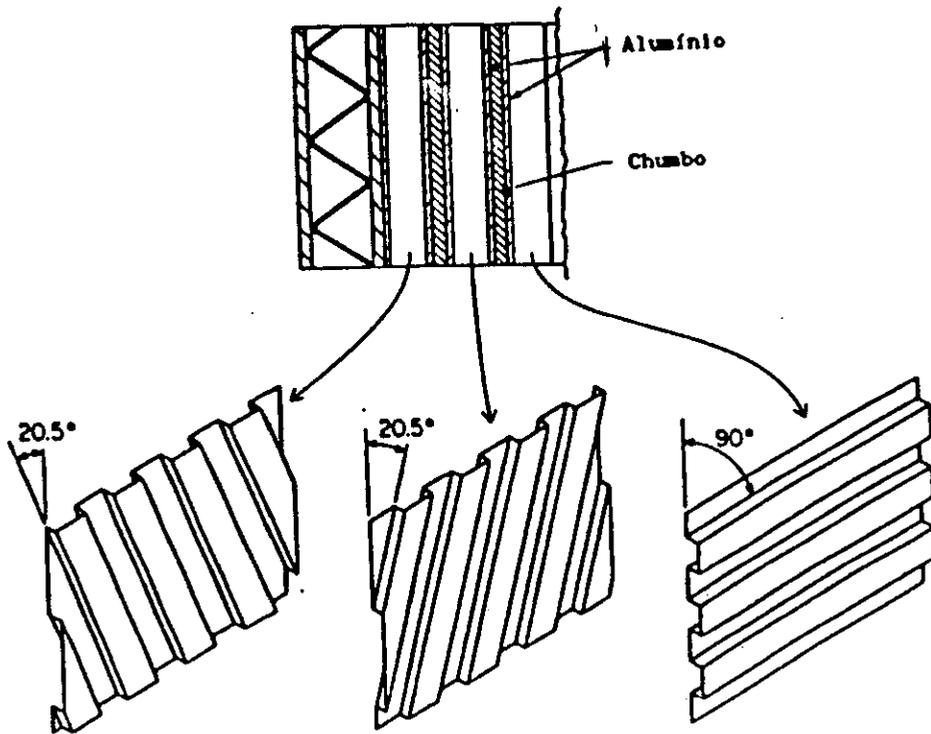


Figura 3.15: Seção do SLIC mostrando as corrugações.

reconstruir a posição do chuveiro no espaço. Quanto à instrumentalização, a vista Y possuía 116 canais de leitura e as vistas U e V utilizavam 109 canais. Cada canal agrupa todas as 20 camadas de uma mesma faixa em cada vista na região central ou de duas faixas na região mais externa. A área perpendicular ao feixe compreendida pelo SLIC era de $\sim 12 \text{ m}^2$.

A calibração do calorímetro foi feita usando-se múons e pares e^+e^- de *runs* especialmente dedicados a esse fim. A resolução de energia alcançada para um feixe monocromático de elétrons de 5 GeV injetado no SLIC foi de $\frac{12}{\sqrt{E}}\%$, com a energia medida em GeV. A resolução do sistema considerando as outras fontes de erro foi medida como sendo $\sim \frac{15}{\sqrt{E}}\%$ enquanto a resolução espacial dos centróides dos chuveiros foi de $\sim 3 \text{ mm}$.

Chuveiros eletromagnéticos e chuveiros hadrônicos apresentam comportamentos sensivelmente diferentes. Um chuveiro típico de elétrons depositava cerca de 60% de sua energia em um único contador de 3,175 cm de largura e estava, na maioria das vezes, quase completamente contido em 5 contadores. Já um chuveiro hadrônico era cerca de duas vezes mais largo. Além disso os chuveiros eletromagnéticos estavam quase totalmente contidos no SLIC, enquanto uma fração significativa da energia dos chuveiros hadrônicos se manifestava no calorímetro hadrônico. Outra diferença entre os dois era o tamanho: cerca de 0,71 a razão entre chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos, para partículas de mesma energia. Chuveiros satélites produzidos pelas interações hadrônicas frequentemente mascaravam fótons de baixa energia ou partículas neutras, sendo esta a maior fonte de *background*. Os múons não produzem chuveiros mas trilhas estreitas de ionização. Tipicamente depositavam cerca de 0,5 GeV.

O Calorímetro Hadrônico

Projetado para medir a energia hadrônica contida nos eventos, este detector - mostrado na figura 3.16 - foi utilizado, principalmente, no acionamento dos gatilhos TAGH e E_T , embora, também, tenha sido usado para auxiliar a identificação de partículas.

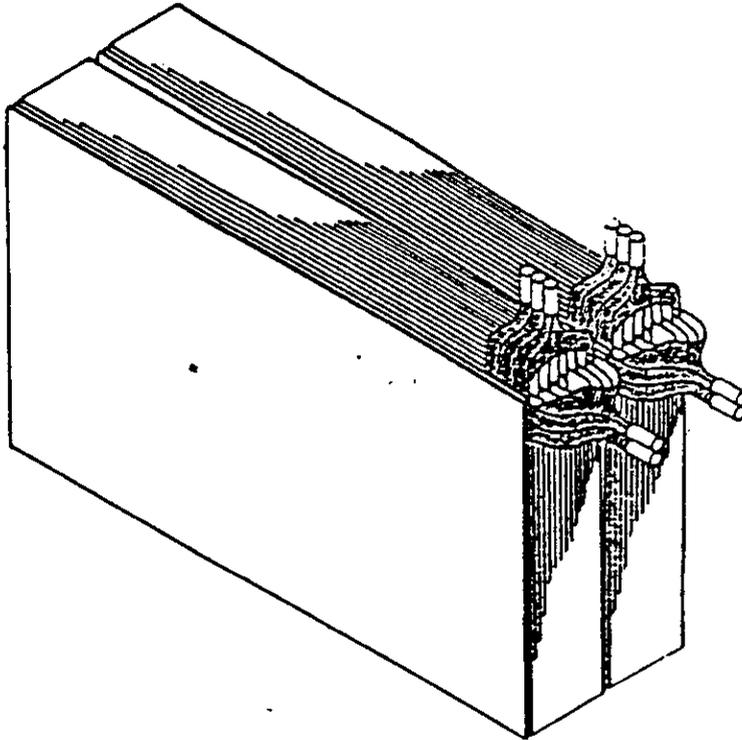


Figura 3.16: O Calorímetro hadrônico.

Dividido em dois módulos, sua estrutura era semelhante à do SLIC. Cada módulo era composto de 18 camadas de aço alternadas com 18 camadas de cintilador dispostas em duas vistas: X e Y. O total de material nos dois módulos correspondia a 6 comprimentos de interação. Havia, em cada módulo, 33 canais de leitura para a vista X e 38 canais para a vista Y. Similarmente ao SLIC, cada canal agrupava as 9 camadas de cada faixa, em cada vista. Ligeiramente maior que o SLIC, sua área transversa à direção do feixe era de $\sim 13 \text{ m}^2$.

Menos de 1% da energia dos chuveiros eletromagnéticos atingia o hadrômetro, informação que foi utilizada como veto na identificação de elétrons. Já os múons produziam um sinal fraco, porém constante, com apenas uma pequena fração de sua energia depositada neste detector.

As resoluções de posição e energia obtidas no calorímetro hadrônico foram de ~5 cm e $\frac{75}{\sqrt{E}}$ %, respectivamente, com a energia medida em GeV.

3.3.7 As Paredes de Múons

Dois conjuntos de cintiladores foram montados para detectar a presença de múons na região do espectrômetro. O primeiro, chamado de parede de múons dianteira, composto de oito cintiladores, situava-se dentro de uma parede de concreto, cerca de 5 m antes do alvo e tinha por função detectar a presença de múons externos, provenientes, principalmente,

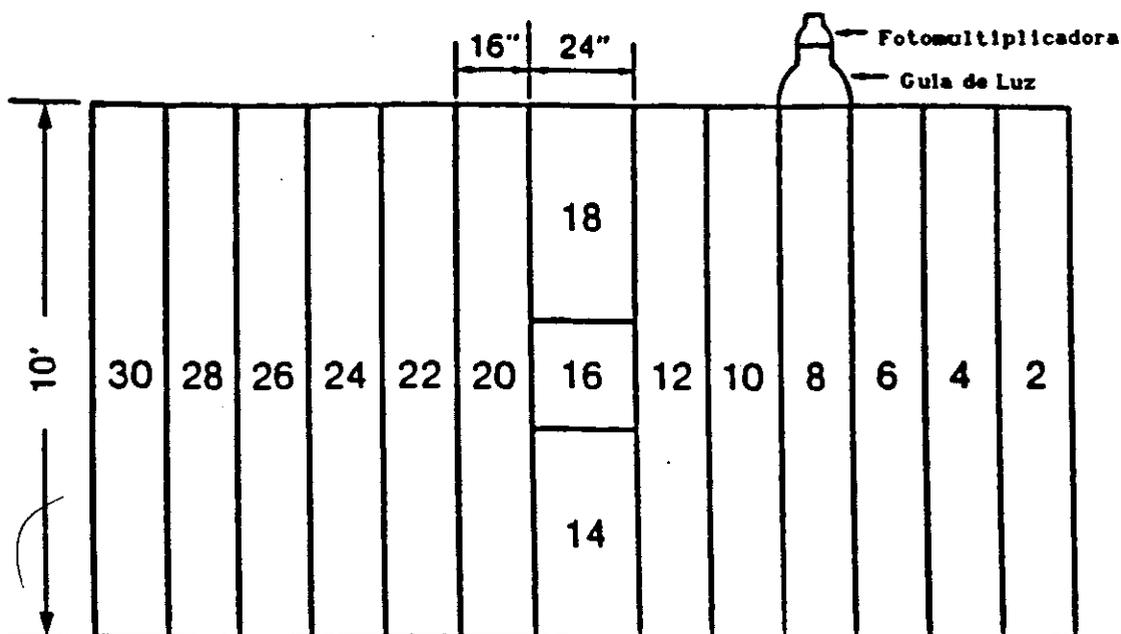


Figura 3.17: A parede de múons traseira.

de uma área experimental vizinha à E691.

O segundo conjunto, chamado de parede de múons traseira, era composto de 15 cintiladores dispostos conforme mostra a figura 3.17, o que permitia a imediata determinação da coordenada x dos eventos. A coordenada y era determinada pelo tempo de chegada do sinal medido pelas TDC. Uma parede de aço, com cerca de 1 m de espessura, separava este conjunto do calorímetro hadrônico. As únicas partículas carregadas capazes de atravessar tal quantidade de matéria são os múons com energia superior a 5 GeV. A parede de múons traseira foi especialmente projetada visando efetuar estudos sobre o decaimento $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, havendo inclusive um gatilho específico para esta finalidade. Sua eficiência na detecção de múons de alta energia foi cerca de 94 %.

3.4 Gatilhos

Durante o período de coleta de dados foram utilizados alguns gatilhos (TAGH e E_T) que faziam uma seleção *on-line* dos eventos com o objetivo de enriquecer a amostra de charme e reduzir a quantidade dos demais eventos hadrônicos ou eventos indesejáveis, como os pares $e^+ e^-$. Além desses, havia uma outra classe de gatilhos especialmente destinados à calibração do espectrômetro. Por fim, havia ainda o gatilho de dimúons mencionado na subseção anterior. Nesta seção descreveremos de forma resumida os gatilhos TAGH, E_T e dimúon. Uma detalhada descrição dos gatilhos usados na E691 pode ser encontrada nas referências [19, 22].

Embora o experimento E691 tenha sido projetado visando maximizar a produção de charme, a produção de pares $e^+ e^-$ era ainda cerca de 1000 vezes mais frequente que a

produção de partículas contendo o quark c . Para evitar que esta quantidade enorme de eventos não charmosos fosse gravada em fita magnética (o que além de extramamente dispendioso implicaria na perda do registro de eventos realmente importantes contendo charme), foi utilizado o gatilho TAGH. Este gatilho usava as informações provenientes do sistema de rotulação, do contador B e dos calorímetros. Uma indicação positiva para gravar um evento era dada em duas hipóteses: para eventos cuja energia depositada nos calorímetros era maior que 80 GeV exigia-se ainda, um sinal positivo no contador B enquanto para eventos que depositavam menos que 80 GeV, porém mais de 40 GeV, exigia-se, além do sinal do contador B, um sinal positivo do sistema de rotulação.

Devido à maior massa do quark c , os eventos contendo charme são produzidos com uma energia transversa média maior que os demais eventos hadrônicos. Conforme pode ser visto nas figuras 3.18 e 3.19, enquanto a energia média dos eventos hadrônicos na E691 era de 1,5 GeV a dos eventos charmosos era de 4,5 GeV. Este fato foi usado no gatilho E_T para reduzir a quantidade de eventos hadrônicos de quarks leves em relação aos eventos contendo o quark c . Este gatilho somente aceitava eventos com energia transversa maior que 2,2 GeV, o que proporcionou uma redução do *background* por um fator 3, mantendo 80% dos eventos charmosos.

Os gatilhos TAGH e E_T proporcionaram uma redução de mais de 99% dos eventos mantendo, no entanto, cerca de 80% dos eventos charmosos.

Em seu estágio final o gatilho de múons - especialmente projetado para o estudo do J/ψ - combinava as informações da parede de múons traseira, do primeiro detector Čerenkov, do contador B e da parede de múons dianteira. Um sinal positivo na parede de

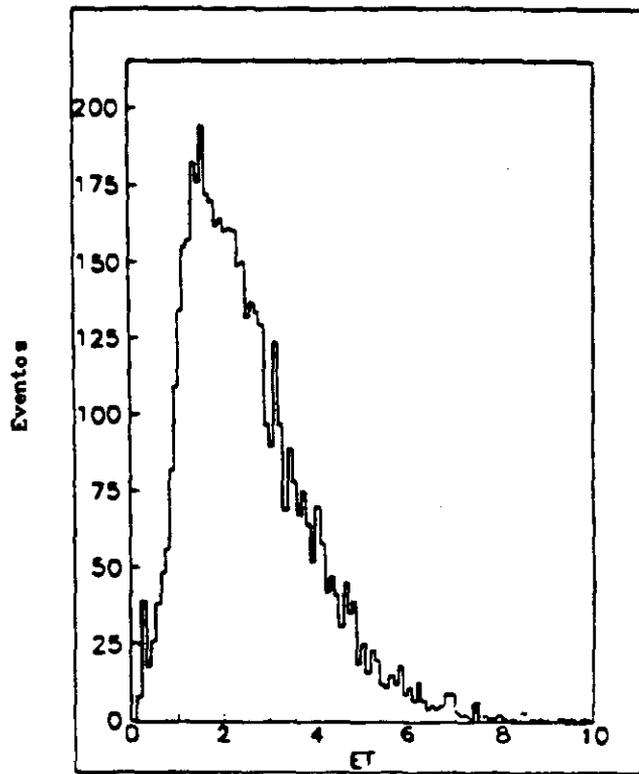


Figura 3.18: Distribuição de E_T nos eventos hadrônicos.

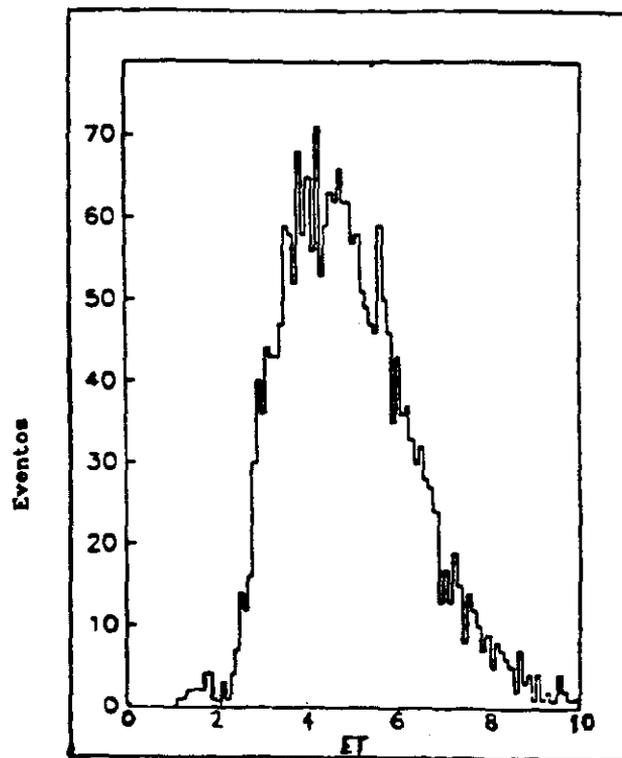


Figura 3.19: Distribuição de E_T nos eventos charmosos.

múons dianteira era usado como veto, enquanto o sinal do Čerenkov era usado na identificação dos múons. Já a parede de múons traseira, a qual era dividida em várias regiões (figura 3.17), fornecia informações sobre a geometria do decaimento. Uma combinação, algo complicada, destas informações é que determinava se o evento seria ou não gravado em fita.

Capítulo 4

Da Aquisição dos Dados às Fitas de Sumário de Dados

Em uma experiência de física de partículas de alta estatística é impraticável se fazer uma análise *on-line* dos dados, dada a quantidade imensa de eventos produzidos. Desta forma, é fundamental dispor de um rápido e eficiente sistema de aquisição e gravação dos dados, que possibilite sua posterior análise.

Neste capítulo abordaremos os problemas relativos à aquisição e registro em fita magnética dos eventos, assim como, alguns detalhes da reconstrução dos dados brutos e das primeiras etapas de redução desses dados.

4.1 Aquisição de Dados

Responsável pela gravação em fitas magnéticas dos dados do espectrômetro, o sistema de aquisição de dados(D.A.) da E691 era composto por um computador PDP11/55, 7 módulos CAMAC e 2 unidades de fita. Esse sistema é mostrado, esquematicamente, na figura 4.1.

Após um sinal positivo dos gatilhos, que decidiam em algumas dezenas de microsseg-

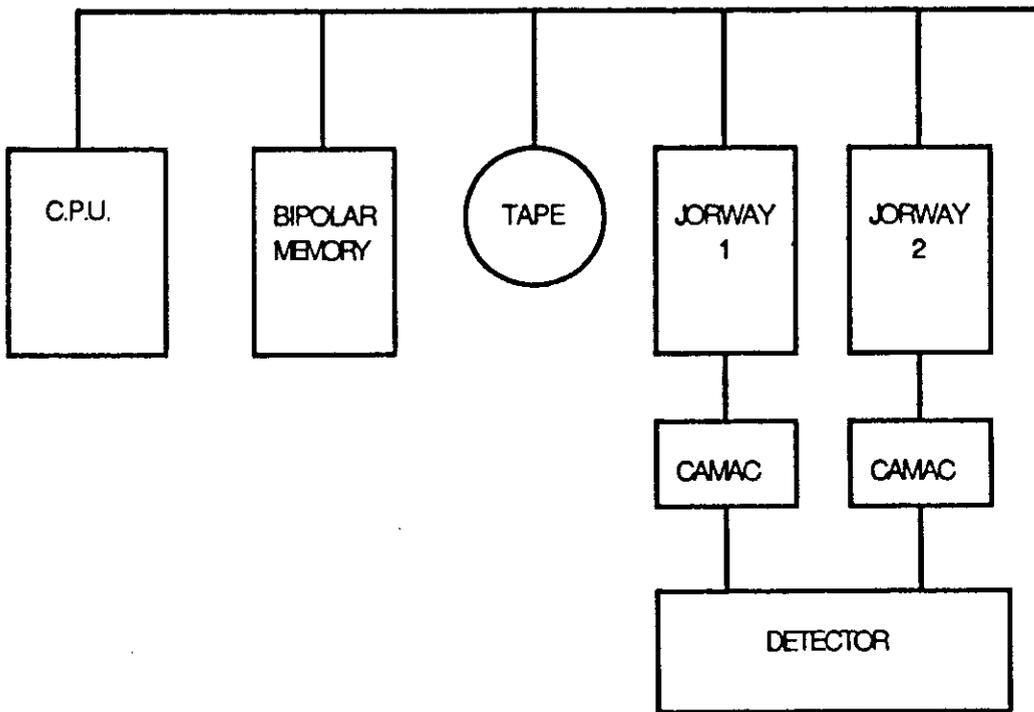


Figura 4.1: Sistema de aquisição de dados da E691.

gundos se o evento deveria ou não ser gravado, o D.A. era acionado. Imediatamente o PDP criava o estado ocupado, o que impedia que o D.A. fosse novamente acionado, e inicializava a digitalização das TDC e ADC. Após feita a digitalização das informações dos detectores, os dados eram transferidos dos módulos CAMAC para um *buffer* de 128 kbytes, permitindo, então, que o PDP reinicializasse as TDC e ADC e suspendesse o estado ocupado. Os eventos contidos no *buffer* eram então formatados em pedaços de cerca de 16 kbytes chamados *records*, contendo de 6 a 8 eventos. Por fim, os *records* eram gravados em fitas magnéticas à taxa de 6250 bpi e 75 ips ¹.

Foram gravadas ao todo cerca de 2500 fitas. O sistema otimizado operou com cerca de 30% de tempo morto, gravando ~100 eventos por segundo. O tempo morto de cada

¹Bpi(*bytes per inch*) e ips(*inch per second*) são siglas para bytes por polegada e polegada por segundo, respectivamente.

evento foi ~ 3 ms, aproximadamente metade do registrado na E516.

4.1.1 O Sistema de Monitoramento On-line

Para garantir a qualidade dos dados obtidos pelo espectrômetro, era necessário assegurar-se do bom funcionamento de cada uma de suas partes, desde que, o mau funcionamento de qualquer um dos detectores que o compunham poderia comprometer a qualidade destes dados. Portanto, cada componente do espectrômetro deveria operar dentro de limites muito restritos. Embora, ao menos uma vez a cada 8 horas, as dependências experimentais fossem percorridas para que se checasse visualmente algumas variáveis como pressão e proporção de mistura dos gases dos detectores Cerenkov, tensões e correntes, temperaturas, etc, esse procedimento, somente, ainda não era suficiente para se assegurar o pleno funcionamento de um espectrômetro com milhares de canais de leitura e coletando uma centena de eventos a cada segundo.

Com a finalidade de efetuar um rigoroso monitoramento sobre o espectrômetro, desenvolveu-se um programa de monitoramento chamado OLMS (*On-Line Monitoring System*), o qual funcionava em um MicroVAX 11/780, alimentado diretamente pelo PDP com uma fração ($\sim 1\%$) dos dados coletados pelo DA. Estes dados eram armazenados - e constantemente atualizados - em uma área da memória, a qual podia ser acessada simultaneamente por vários processos.

Uma série de processos chamados DAP (*Detached Analysis Program*) eram então responsáveis pela análise destes eventos e cálculo das variáveis relevantes, as quais eram armazenadas em áreas temporárias de memória chamadas ADC (*Analyzed Data Common*). Estes dados contidos nas ADC podiam ser consultados por vários usuários simul-

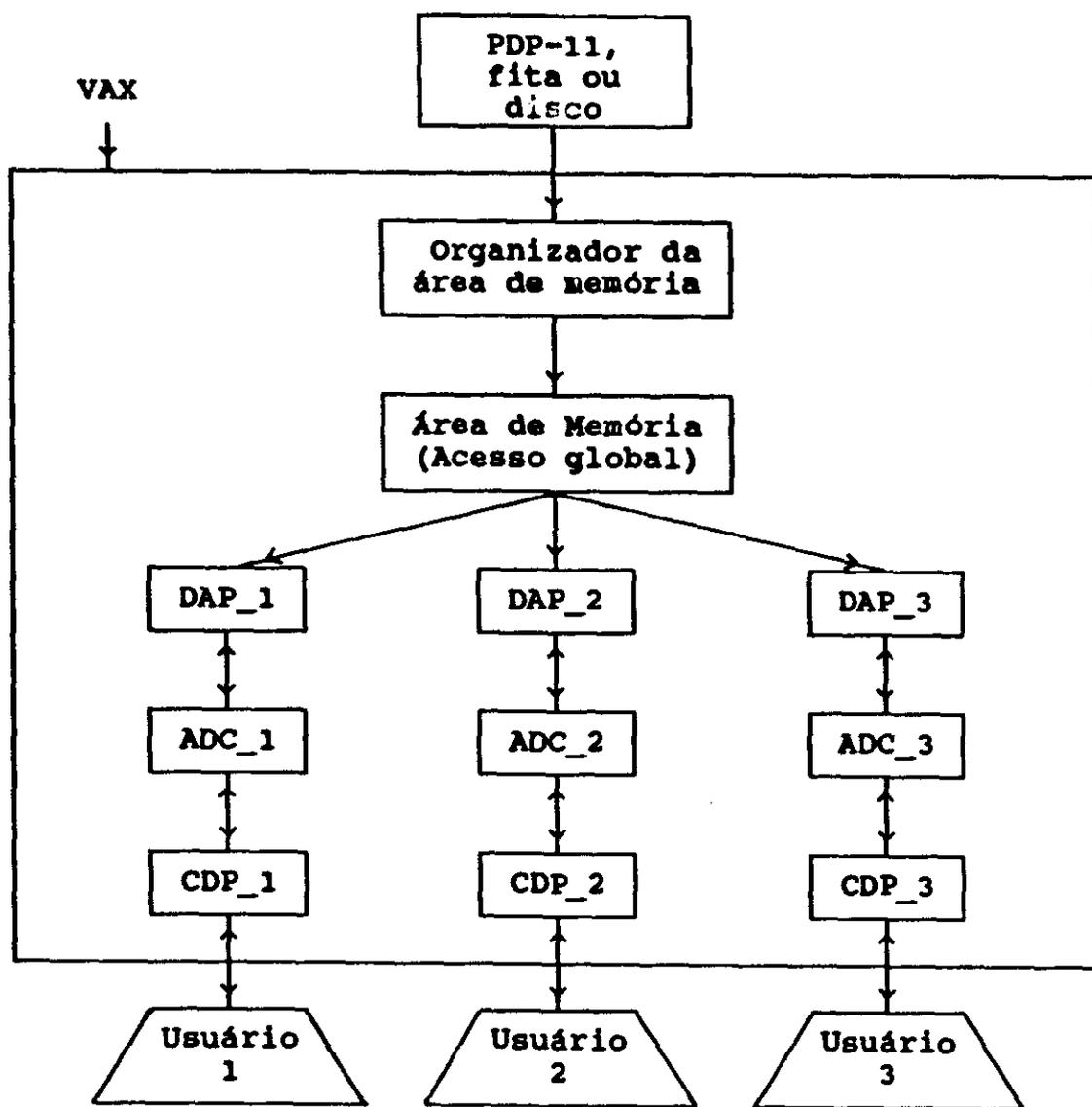


Figura 4.2: Sistema de monitoramento *on-line* de dados da E691.

taneamente, através de qualquer processo e, em particular, pelos CDP (*Control/Display Program*). Através dos CDP os especialistas em certas partes do espectrômetro podiam, por exemplo, construir histogramas ou consultar variáveis, monitorando desta forma seu funcionamento.

Por fim, os próprios DAP eram responsáveis pelo acompanhamento permanente de algumas variáveis, emitindo alarmes sempre que estas grandezas ultrapassassem os limites de tolerância. Esse sistema de monitoramento está ilustrado na figura 4.2.

4.2 Reconstrução

Após terminada a fase de tomada de dados no TPL, era necessário efetuar a reconstrução dos dados, que consistia em converter as informações brutas dos detectores, gravadas nas RDT (*Raw Data Tape*), em grandezas físicas relevantes ao trabalho de análise.

Dada a quantidade de dados gravados pela E691 e a grande quantidade de canais eletrônicos a serem analisados para cada evento, era necessário se dispor de uma grande capacidade computacional para a realização desta tarefa. Ainda que contando com grande parte da capacidade então disponível no FERMILAB, esta fase consumiria pelo menos 3 anos, um tempo por demais longo. A solução para este problema veio através do uso do sistema multiprocessador paralelo ACP (*Advanced Computer Program*), desenvolvido por um grupo no FERMILAB com colaboração de pesquisadores do LAFEX (CBPF), e que se encontrava então, em fase final de testes. Desenvolvido especialmente para executar problemas relativos à física de partículas, o ACP possibilita a análise simultânea de vários eventos. Com a configuração de 120 nós existente à época no FERMILAB, foi possível

concluir todo trabalho de reconstrução em menos de um ano. O sucesso obtido no uso do ACP neste experimento foi um grande estímulo ao desenvolvimento do projeto ACPII - um sistema multiprocessador paralelo de segunda geração - em que os pesquisadores do LAFEX(CBPF) tiveram participação destacada.

Devido à limitação de memória disponível no computador CYBER 75 - em que foi efetuada parte da reconstrução - esta fase foi dividida em duas partes chamadas Passo 1 e Passo 2. No Passo 1 foram reconstruídas as trajetórias e *momenta* das partículas, usando-se para isso as informações dos planos de SMD e das câmaras de deriva e o mapeamento detalhado do campo magnético. No Passo 2 foi feita a reconstrução da energia do fóton incidente no alvo, dos chuveiros detectados nos calorímetros e a identificação das partículas carregadas, além da procura por possíveis vértices.

Mais detalhadas apreciações sobre a fase de reconstrução dos eventos se encontram disponíveis em outros trabalhos [18, 19, 23].

4.3 As Fitas de Sumário de Dados

Durante a fase de reconstrução dos eventos, várias informações foram adicionadas a cada evento. Isto fez com que o número de fitas aumentasse de cerca de 2500 RDT, contendo dados brutos, para aproximadamente 4000 fitas. Porém, uma grande parte destas informações não tinha qualquer relevância para a análise física dos eventos. Eram dados brutos sobre o espectrômetro, que somente importam para estudos sobre o desempenho dos detectores. Estas informações não precisavam, pois, ser mantidas, já que somente acarretariam um aumento no tempo de processamento dos programas de análise e de

acesso às fitas magnéticas. Por esse motivo foram então produzidas as fitas de sumário de dados DST (*Data Summary Tapes*), que somente continham as informações realmente relevantes.

Após se submeter as fitas reconstruídas a um programa que eliminava as informações brutas, estas foram reduzidas para cerca de 400 DST.

4.4 O Subconjunto de Vértices

Dada a quantidade ainda enorme de informações a serem processados pelos programas de análise, era necessário dispor de algum critério que proporcionasse uma redução significativa dos dados. Porém, este critério deveria ser igualmente adequado para os diferentes estudos que se pretendia fazer. Dentre os critérios propostos, o que pareceu ser o mais adequado foi o de se exigir a existência de vértices reconstruídos nos eventos. E foi justamente neste critério que se pautou a elaboração do Subconjunto de Vértices (*Vertex Strip*).

Para o Subconjunto de Vértices, somente foram selecionados eventos que contivessem ao menos dois vértices reconstruídos, com $SDZ > 5$ ². Esta única exigência foi suficiente para proporcionar uma redução de cerca de 400 para 69 fitas de 6250 bpi, as quais contêm quase 11 milhões de eventos.

²Este corte será detalhadamente explicado no próximo capítulo.

Capítulo 5

Busca do Decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$

Neste capítulo iremos descrever o processo de análise dos dados experimentais em busca do modo de decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. Porém, antes de iniciarmos esta tarefa, achamos oportuno fazer duas pequenas considerações. A primeira é que, frequentemente, ao longo deste capítulo, usaremos o termo *corte* para nos referirmos à uma restrição ou exigência feita sobre uma variável. Este é um termo corriqueiramente usado por aqueles que têm como objeto de estudo a física experimental de altas energias. O segundo ponto a ser destacado é que todos os ajustes de histogramas aqui apresentados foram feitos pelo método de Máxima Verossimilhança, extensamente descrito em textos especializados [24, 25]. Um bom resumo sobre o método e sua aplicação ao ajuste de histogramas pode ser encontrado na referência [23]. A razão principal para se usar este método foi que em várias ocasiões tivemos que efetuar ajustes em histogramas com pequeno número de eventos e o método de Máxima Verossimilhança é particularmente apropriado a esta tarefa.

5.1 Variáveis

As variáveis utilizadas em nossa análise podem ser agrupadas em categorias de acordo com as funções a que se prestam. Descrevemos a seguir essas variáveis.

Váriaveis de Qualidade dos Traços

* IERPM2: Número de traços vistos nos SMD. Com estes traços podemos reconstruir os vértices secundários dos decaimentos fracos de partículas charmosas, cujas distâncias médias percorridas são de cerca de 1 cm para os mésons D^\pm e 0,4 cm para os mésons D^0 e D_s^\pm , considerando-se partículas com uma energia típica de 60 GeV. Esta distância média é, em ótima aproximação, uma função linear do *momentum* para partículas com grande *momentum*. Os traços vistos nos SMD também foram usados na fase de reconstrução dos dados para a determinação dos vértices primários(ou de produção) de partículas charmosas.

* JCATSG: Categoria do traço. Esta variável pode assumir valores entre zero e quinze e indica em quais câmaras de arrasto os traços foram vistos, associando a cada câmara um bit. Desta forma um traço que tenha sido visto em todas as câmaras será de categoria $15(2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3 = 15)$.

* DOF: Graus de liberdade no ajuste de *momentum* do traço. Embora o problema de ajuste do *momentum* do traço fosse um problema não-linear, verificou-se que cinco parâmetros eram suficientes para assegurar um bom ajuste: as coordenadas x e y na origem($z=0$), dx/dz , dy/dz e $1/p_{xz}$, em que este último parâmetro é o módulo da componente do *momentum* no plano xz. O valor máximo do número de graus de liberdade

é dado pelo número total de planos (9 SMD + 35 DC) menos o número de parâmetros livres do ajuste(5), ou seja, 39.

Variáveis de Vértice

* CHIDOF, PRC: Valores de χ^2 por grau de liberdade nos ajustes de vértice. Enquanto a variável CHIDOF refere-se ao vértice secundário, PRC refere-se ao primário. Menores valores destas variáveis significam uma melhor qualidade dos vértices formados.

* SDZ: Este corte está ilustrado na figura 5.1a e representa o número de vezes que a distância(Δz) entre os vértices primário e secundário é maior que a incerteza(σ_z) associada à determinação desses vértices, ou seja:

$$SDZ = \frac{\Delta z}{\sigma_z}, \quad \sigma_z = \sqrt{\sigma_{pr}^2 + \sigma_{sec}^2}$$

Como a distância percorrida pela partícula é proporcional ao seu *momentum*, bem como, a determinação das incertezas dos vértices, a variável SDZ evita uma dependência com relação ao *momentum* do D. Cortes nesta variável são extremamente eficazes para eliminar combinações aleatórias ¹ de traços e foram responsáveis por uma enorme redução do *background* na E691, consistindo no mais importante corte neste experimento.

* DIP: É o parâmetro de impacto em relação ao vértice primário, do *momentum* reconstruído dos traços que formam o vértice secundário. Este parâmetro de impacto é calculado no plano XY e, assim como o SDZ, é muito eficaz na rejeição do *background* pois é

¹Estas combinações são geralmente chamadas de *background* combinatorial. O termo *background* é usado para designar todos os eventos diferentes do canal em estudo e é composto de duas contribuições: as combinações aleatórias e as reflexões. Estas últimas são formadas por eventos provenientes de outros modos de decaimento e que são confundidos com o canal em estudo. Uma discussão mais completa das reflexões será feita na seção 5.9.

$$\sigma_z^2 = \sigma_{z,p}^2 + \sigma_{z,b}^2$$

$$SDZ = \frac{\Delta z}{\sigma_z}$$

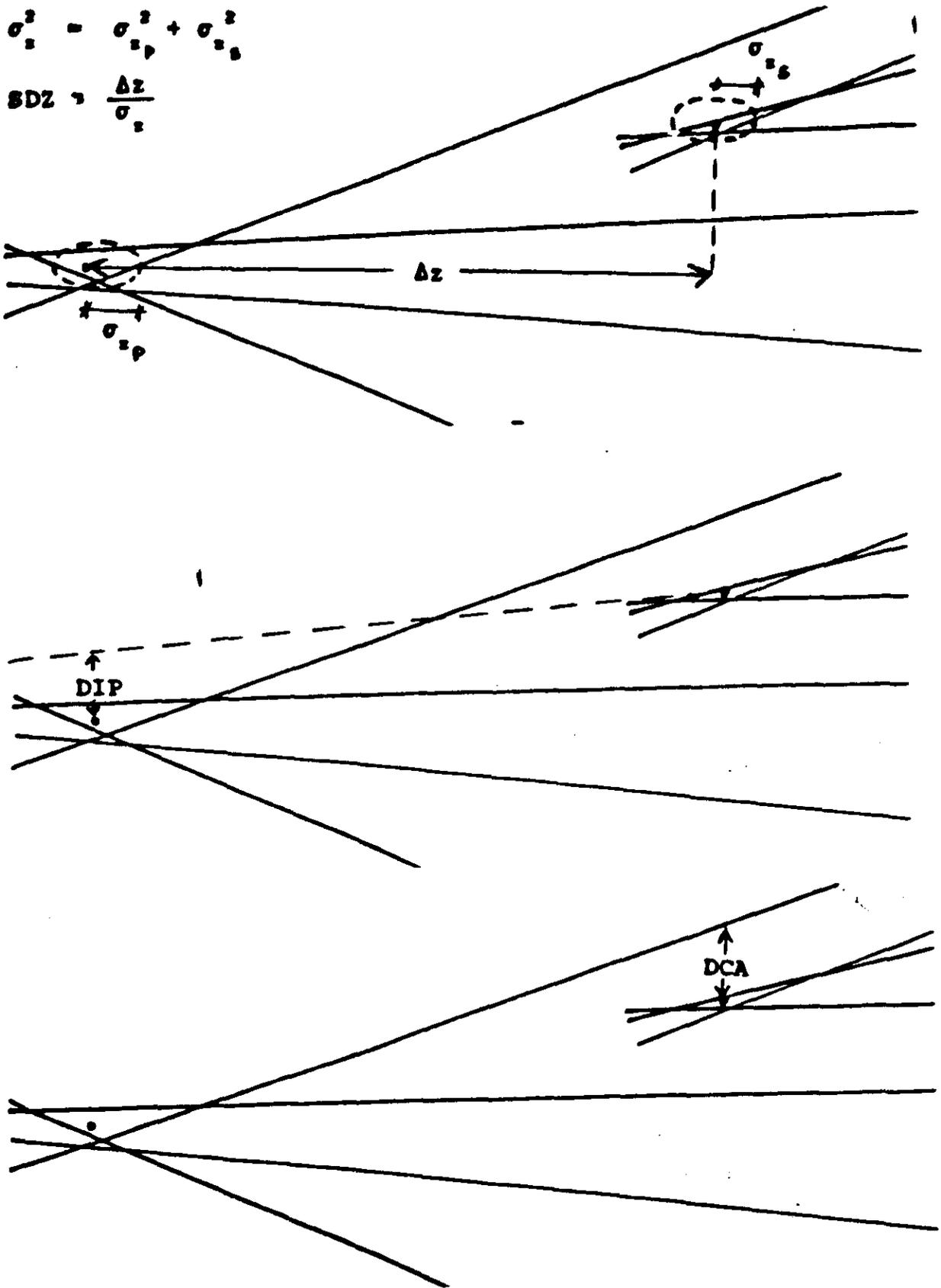


Figura 5.1: Representação esquemática dos cortes de vértice usados na E691.

pouco provável que combinações aleatórias de traços apontem na direção de algum vértice primário reconstruído. Cortes nesta variável são também muito eficazes na eliminação de eventos em que há alguma partícula não detectada (*missing particle*). Este corte é ilustrado na figura 5.1b.

* DCA: Também medido no plano XY, é um corte de isolamento. Representa o parâmetro de impacto, relativo ao vértice secundário, de um traço não pertencente ao vértice, que mais se aproxima deste. Uma ilustração deste corte pode ser visto na figura 5.1c.

Variáveis de Identificação

* CPRB2(n): Onde n assume valores inteiros de 1 a 5, que são associados respectivamente às partículas (e antipartículas): elétron, múon, pión, káon e próton. Esta variável é a medida da probabilidade de o traço ser a partícula associada ao respectivo índice. A soma sobre todos os índices é normalizada e igual a um.

O cálculo desta variável - frequentemente chamada probabilidade Čerenkov - envolve informações dos detectores Čerenkov, dos calorímetros e da parede de múons traseira. A parede de múons traseira e o hadrômetro eram usados para identificar os traços com grande probabilidade de serem múons e os calorímetros eram usados para identificar os traços com grande probabilidade de serem elétrons. Os contadores Čerenkov eram incapazes de distinguir elétrons, múons e píons para um *momentum* maior que 9 GeV/c. Para os traços com baixa probabilidade de serem léptons, as informações dos detectores Čerenkov eram usadas na determinação das probabilidades hadrônicas. Estas informações (número

e ângulo em que os fótons eram emitidos em cada detector) serviam para refinar as probabilidades *a priori* associadas a cada hipótese de hádron: 0,82 para píons, 0,12 para káons e 0,06 para prótons. Este conjunto de probabilidades *a priori* representa a probabilidade de se encontrar cada uma destas partículas no espectrômetro e foram determinadas pela frequência com que estas partículas foram produzidas em um experimento anterior.

Um exemplo de distribuição da variável CPRB2 é a apresentada na figura 5.2 para a hipótese de um pión e mostra claramente três picos. O pico em 0,82 representa os traços

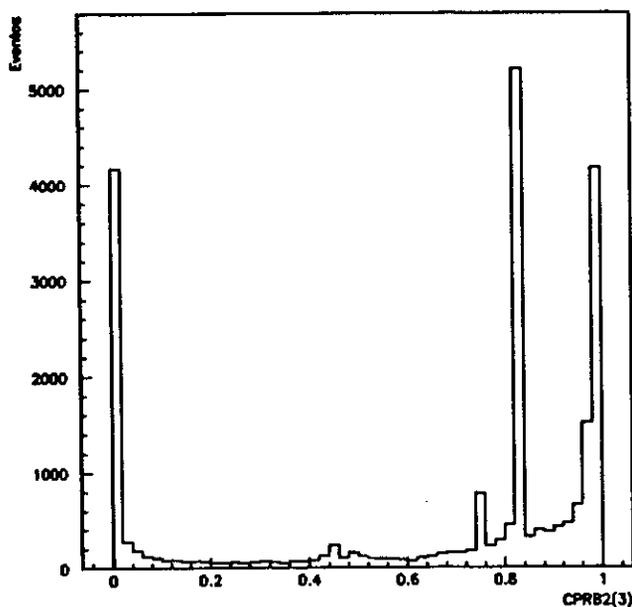


Figura 5.2: Distribuição da variável CPRB2(3).

sobre os quais os detectores Čerenkov não forneceram qualquer informação relevante e aos quais, por esta razão, foi associada a probabilidade *a priori*. Quanto aos picos em zero e 1, são devidos, respectivamente, aos traços inequivocamente identificados como não sendo píons e aos traços perfeitamente identificados como píons.

* ICAL: Esta variável, contendo informações dos calorímetros e da parede de múons

traseira, pode assumir os valores inteiros 1, 2 e 3, que são associados ao elétron, múon e aos hádrons, respectivamente. Ela será usada somente para fazer a identificação dos múons, o que ocorre quando há uma identificação positiva ou da parede de múons ou dos calorímetros. Neste último caso, a identificação é feita pela deposição de uma fração de energia aproximadamente constante nos calorímetros [20].

5.2 O Programa de Análise

Utilizamos na análise de dados um programa Fortran desenvolvido por membros da Colaboração E691 que consiste de um programa principal, uma rotina do usuário e várias outras subrotinas e funções. O programa principal é responsável por controlar as diversas etapas do processo: inicialização, processamento dos dados e finalização. Na fase de inicialização são alocadas unidades de Fortran para leitura e escrita de dados, inicializadas variáveis, acessadas unidades de fita magnética, etc. A seguir os dados são lidos das fitas magnéticas ou unidades de disco, desempacotados² por uma subrotina e submetidos à rotina de análise do usuário. Uma vez concluída a análise destes dados, são chamadas as rotinas responsáveis pelas finalizações, gravando os últimos dados nas unidades de fita ou disco, apresentando as informações relevantes sobre o desempenho do programa e fechando as unidades de disco.

Após selecionados pelo programa de análise, os eventos podem ser gravados em disco ou fita magnética ou/e usados para construir uma *N-upla*. No primeiro caso os eventos são gravados no mesmo formato do Subconjunto de Vértices, consistindo assim em um

²Desempacotar um evento significa separar as várias palavras que foram armazenadas juntas. Cada uma destas palavras contém uma determinada informação sobre o evento.

novo subconjunto de dados. No segundo caso algumas variáveis relevantes são gravadas na N -upla³, que será então analisada com o uso do PAW (*Physics Analysis Workstation*), um programa da CERNLIB que permite criar histogramas e gráficos dessas variáveis, entre outras possibilidades.

5.3 Monte Carlo

Em um experimento tão complexo como este, em que há um grande número de possíveis fontes de indeterminações, torna-se absolutamente fundamental dispor de uma forma de simular todos estes pequenos efeitos. A E691 utilizou um eficiente programa de simulação de Monte Carlo para gerar amostras de uma enorme gama de processos físicos. Este programa consistia de três partes:

- * Simulação do processo de criação do par $c\bar{c}$, usando o Modelo de Fusão de Fótons e Glúons (*Photon Gluon Fusion Model*);
- * Simulação do processo de hadronização feita pelo programa LUND;
- * Simulação das respostas dos elementos do espectrômetro à passagem de partículas, incluindo efeitos físicos como produção de pares e espalhamento múltiplo, por exemplo. Nesta etapa foram introduzidas as informações a respeito dos diversos detectores, tais como interferência entre canais adjacentes (*cross-talk*) nos planos de SMD, ruídos nas Câmaras de Arrasto e SMD, canais inativos (*dead channels*) e canais que, mesmo na ausência de partículas, sempre acusam sinais (*hot channels*), aceitação geométrica, efeitos da passagem de múons externos, etc.

³A N -upla é um vetor em que, para cada evento, são registrados os valores das variáveis relevantes.

Nesta simulação são, portanto, introduzidos tanto os conhecimentos teóricos a respeito dos fenômenos envolvidos, como limitações de nossos detectores em responder adequadamente aos processos que nele ocorrem.

Após passarem por todas estas etapas, os dados gerados pelo programa de simulação se apresentam na forma de sinais eletrônicos produzidos pelos detectores, ou seja, no formato RDT. O passo seguinte consiste em fazer a reconstrução destes eventos da mesma forma que para os eventos reais, gerando assim, amostras de Monte Carlo no formato DST.

A produção destas amostras hipotéticas de eventos é fundamental para que possamos entender as "contaminações" introduzidas em nossos dados pela imperfeição de nossos detectores. Podemos dessa forma, avaliar erros sistemáticos apresentados pelos dados. Com essas amostras podemos também, estudar os efeitos dos diversos cortes sobre os eventos de nosso interesse(sinal) e sobre o *background*, buscando cortes que apresentem um bom compromisso entre rejeição do *background* e redução do sinal. O que desejamos obter são cortes que produzam uma significativa rejeição do *background* sem que haja grande redução no sinal.

Nas próximas seções ficará bem clara a importância destas amostras de Monte Carlo.

5.4 O Conjunto de Dois Múons

Embora já seja um seleto subconjunto de dados, o Subconjunto de Vértices, ainda assim, possui um número excessivamente grande de eventos. O tempo dispendido em qualquer operação - por exemplo, a manipulação em programas gráficos - com um conjunto tão grande de dados é excessivamente grande. Por esta razão torna-se necessário produzir

conjuntos menores de dados, com características apropriadas ao trabalho que se deseja fazer.

Usando o Subconjunto de Vértices, produzimos um subconjunto dos eventos com dois múons bem identificados. Esta identificação foi feita através da variável ICAL, exigindo dois traços com o valor absoluto da variável ICAL⁴ igual a dois. Além desta, foram feitas mais algumas exigências. Os dois traços deviam ter cargas opostas, terem passado por ambos os magnetos - o que equivale a serem de categoria 7 ou 15 - e a distância de maior aproximação entre eles tinha que ser inferior à 0,5 cm. Com estes cortes obtivemos 273.079 eventos, o que representa uma redução de cerca de 98 % em relação ao Subconjunto de Vértices. Este subconjunto foi chamado de Conjunto de Múons.

5.4.1 O Subconjunto de $\mu\mu\pi$

Este subconjunto foi produzido a partir do Conjunto de Múons. Ele é constituído por eventos que possuem um vértice secundário formado por três traços, em que dois destes traços são múons de cargas opostas, como no Conjunto de Múons, e o terceiro é identificado como um pión, através de um corte na probabilidade Čerenkov $CPRB2(3) > 0.1$. Além disso, fizemos o corte $ICAL > 2$ sobre esse terceiro traço⁵ e exigimos que fosse observado após o primeiro magneto ($JCATSG > 1$). Neste subconjunto foram feitos, também, cortes sobre as variáveis de vértice: $CHIDOF < 3,5$, $SDZ > 10$ e $DIP < 120 \mu m$. Uma última exigência foi de que a massa invariante dos três traços, calculada no espectro de massa

⁴Daqui por diante quando nos referirmos à variável ICAL estaremos considerando o módulo desta variável. Um algarismo após ICAL representa o número do traço ao qual está associado a variável.

⁵Lembramos que os valores $ICAL=1$ e $ICAL=2$ são associados respectivamente ao elétron e ao múon. Potanto a exigência $ICAL > 2$ equivale a selecionar um hádron.

$\mu\mu\pi$, estivesse situada entre $1,5 \text{ GeV}/c^2$ e $2,1 \text{ GeV}/c^2$. Este subconjunto contém 10.870 eventos e foi usado no estudo dos cortes sobre as variáveis de vértice, o qual é o assunto da próxima seção.

5.5 Estudo dos Cortes sobre as Variáveis de Vértice

O método usado pela colaboração E691 na escolha dos valores dos cortes a serem efetuados sobre as variáveis de vértice consiste em buscar valores destes cortes que maximizem a razão $\frac{S}{\sqrt{B}}$, em que S é o número de eventos no sinal e B é o número de eventos no *background*. No cálculo desta razão, chamada significância estatística, o valor de S é extraído de uma amostra de Monte Carlo e B é extraído da amostra de dados, excluindo a região do sinal. Neste método devemos levar em conta também a eficiência do corte sobre os eventos do sinal. Não adianta adotar cortes que tenham uma grande significância estatística se ao mesmo tempo eles têm uma pequena eficiência, reduzindo drasticamente o número de eventos no sinal. O importante na escolha do valor do corte é, portanto, o compromisso entre uma boa significância estatística e a manutenção do sinal.

Este método de escolha do valor de uma variável se baseia no fato de que frequentemente há uma significativa diferença entre as distribuições provenientes do canal em estudo e do *background*. Este raciocínio é especialmente correto em relação ao *background* combinatorial. Porém, quando se trata do *background* devido à presença de reflexões de outros canais provenientes de decaimentos de partículas charmosas, este método nem sempre é satisfatório, pois algumas variáveis, principalmente as de vértice, podem apresentar uma distribuição semelhante nos eventos provenientes, tanto do modo em estudo, como das

reflexões. Isto se verifica, particularmente, no caso das variáveis de vértice pois as distribuições destas variáveis são aproximadamente independentes dos modos particulares de decaimento das partículas charmosas. Assim, uma distribuição da variável SDZ para o decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ deve ser muito semelhante à mesma distribuição para o modo $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ ou para o $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e, portanto, estes canais serão atingidos de forma similar quando aplicados cortes nesta variável.

Cedo em nosso estudo das variáveis de vértice percebemos que o método de otimização da significância estatística não seria adequado para o decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$. O motivo é que, na região do espectro de massa (1,5 GeV/c² a 2,1 GeV/c²) em estudo, se encontram várias reflexões de outros modos de decaimento. Entre estas reflexões estão o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ - o mais abundante canal observado nos dados da E691 e um dos modos de decaimento do méson D^+ com maior razão de ramificação - e o $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, os canais $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e os canais semileptônicos $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ \nu_\mu$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \mu^+ \nu_\mu$, nos quais o neutrino não é detectado. Devido a presença de tantas reflexões com um número de eventos comparável ao *background* combinatorial, os valores dos cortes que maximizam a significância estatística, frequentemente, possuem uma eficiência tão pequena que eliminam praticamente todo o sinal. Outras vezes o valor da significância se mantém praticamente constante para uma ampla faixa de valores da variável ou ainda em outros casos, simplesmente não há valores dos cortes que a extremizem.

Por esta razão, decidimos adotar valores já utilizados em outros trabalhos na E691 para os cortes sobre as variáveis de vértice, a saber, $SDZ > 20$, $DCA > 80 \mu m$ e $CHIDOF < 3$.

Estes cortes foram dos mais restritivos usados na E691 e permitem eliminar a maior parte do *background* combinatorial sem, contudo, reduzir drasticamente os sinais devidos aos decaimentos. Para o corte sobre o parâmetro de impacto em relação ao vértice primário adotamos um valor mais restritivo que o usual. O valor usado foi $DIP < 50 \mu m$ e a motivação foi eliminar os eventos devidos às reflexões dos canais semileptônicos, especialmente perigosos, pois se distribuem por uma longa faixa do espectro de massa.

Com este conjunto de cortes sobre as variáveis de vértice conseguimos reduzir o *background* combinatorial, tornando discernível o sinal das reflexões. Desta forma podemos usar o Monte Carlo destas reflexões para compreender como elas se comportam no espectro de massa $\mu\mu\pi$. Para compreender o impacto dos cortes de identificação sobre as reflexões produzimos um outro subconjunto de dados, descrito na próxima seção.

5.6 Subconjunto de Três Traços

Este subconjunto é composto de eventos que possuem ao menos um vértice secundário formado por três traços carregados. Estes traços devem ter sido vistos nos SMD e passado por ambos os magnetos. Além disso, um dos traços deve ter carga oposta aos demais. Os cortes sobre as variáveis de vértice foram os definidos na seção anterior: $SDZ > 20$, $DCA > 80 \mu m$, $CHIDOF < 3$ e $DIP < 50 \mu m$. Foi feita, também, a exigência de que um dos traços de mesma carga fosse identificado como um pión, o que foi obtido selecionando um traço com probabilidade Čerenkov de ser um pión superior a 80% e com $ICAL > 2$. Portanto, não foi feito qualquer corte que identificasse *a priori* os múons. Com estas exigências conseguimos reduzir para 23.196 eventos os cerca de 11 milhões de eventos do

Subconjunto de Vértices. Estes eventos são mostrados na figura 5.3 no espectro de massa $\mu\mu\pi$.

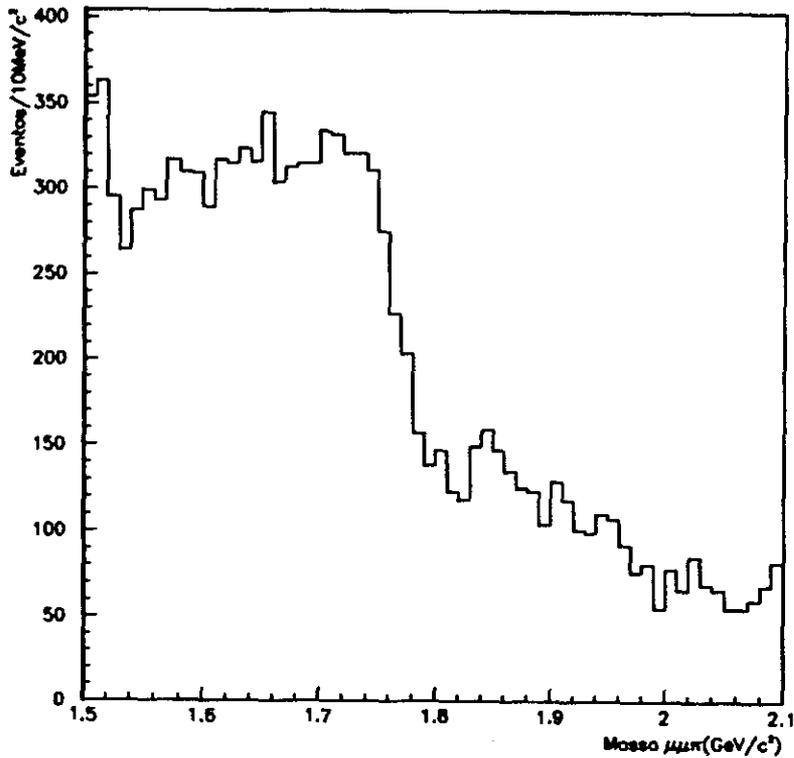


Figura 5.3: Espectro de massa $\mu\mu\pi$.

Neste subconjunto temos todos os modos de decaimento descritos na seção anterior. Estes decaimentos têm como característica em comum o fato de serem canais com três partículas carregadas no estado final em que uma delas é um pión. Como não há cortes de identificação sobre dois dos traços (que são os candidatos a múons), este subconjunto é ideal para o estudo do impacto das variáveis de identificação de múons sobre os hádrons. E este é o objetivo da próxima seção.

5.7 Identificação dos Múons

A identificação dos múons foi feita através das variáveis ICAL e CPRB2. Nesta seção estudamos o impacto sobre os hádrons dos cortes nestas variáveis. Mostramos também, na seção 5.7.2, um estudo da relação entre a variável ICAL e o *momentum* dos hádrons.

5.7.1 Variável ICAL

Para compreendermos o impacto da variável de identificação ICAL sobre os hádrons efetuamos um estudo no canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ (contido no Subconjunto de Três Traços), que é o canal de maior estatística visto pela colaboração. Nas figuras 5.4a à 5.4d podemos ver a evolução deste sinal, a medida em que aplicamos o corte de identificação. A primeira figura - sem cortes de identificação - mostra 2734 ± 56 eventos na região de massa do D^+ . Na figura 5.4b aplicamos o corte $ICAL=2$ sobre o primeiro traço obtendo 207 ± 16 eventos, o que corresponde à uma redução de $92,4 \pm 0,6$ % no sinal. O mesmo corte quando aplicado no segundo traço produz uma rejeição de $83,8 \pm 0,9$ % dos eventos, como mostrado na figura 5.4c, em que vemos 442 ± 22 eventos na região de massa do D^+ . Neste caso há duas possibilidades de se ter $ICAL=2$. Finalmente, a rejeição com a aplicação do corte de identificação sobre ambos os traços é de $97,6 \pm 0,3$ %. Somente $64,7 \pm 9,0$ eventos resistem a estes cortes. Os números acima também estão apresentados na tabela 5.1 para uma melhor visualização.

Para testar o comportamento do sinal de Monte Carlo sob este corte, utilizamos o mesmo programa de análise com o qual produzimos o Subconjunto de Três Traços para

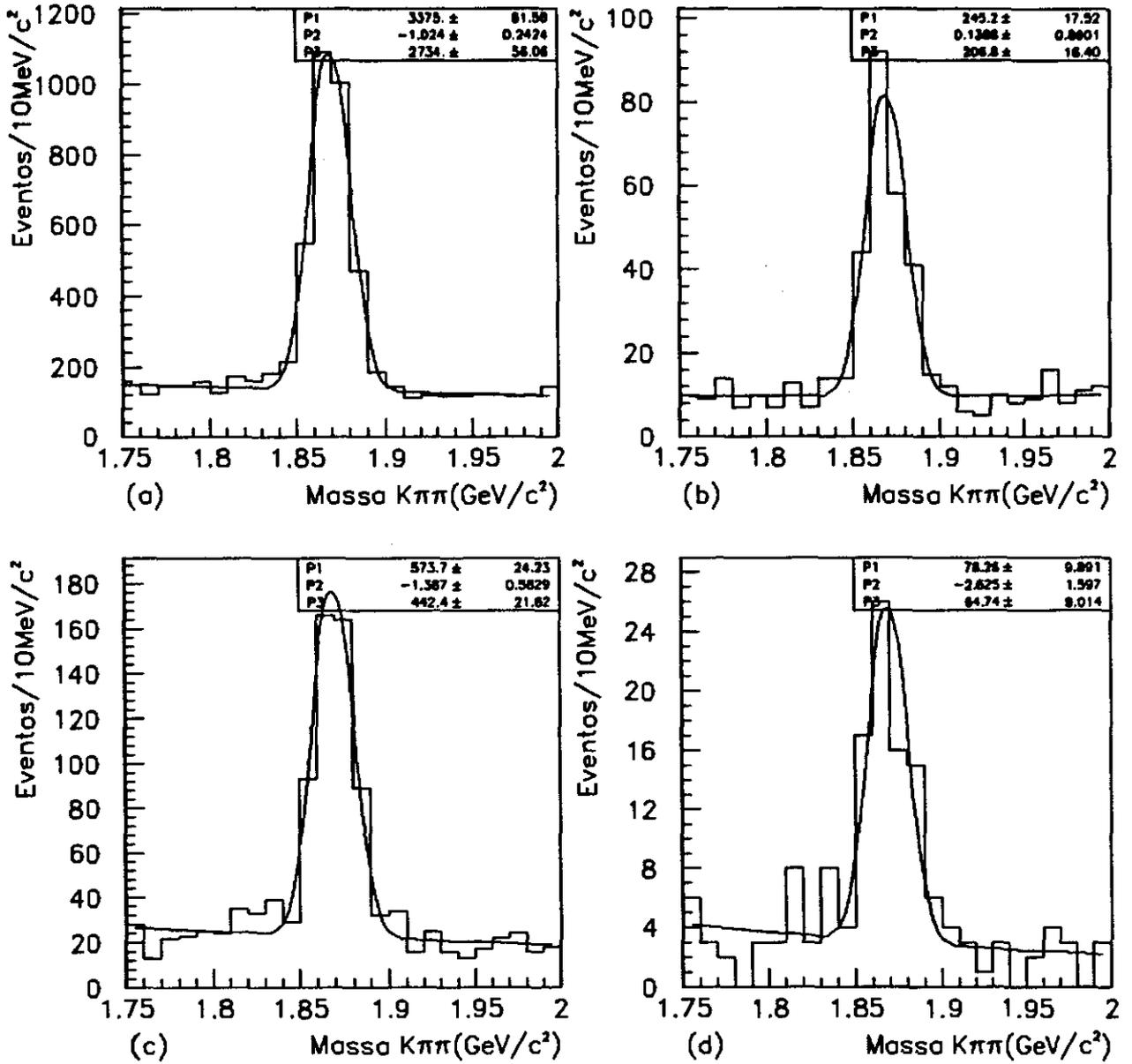


Figura 5.4: Impacto do corte sobre a variável ICAL no modo $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

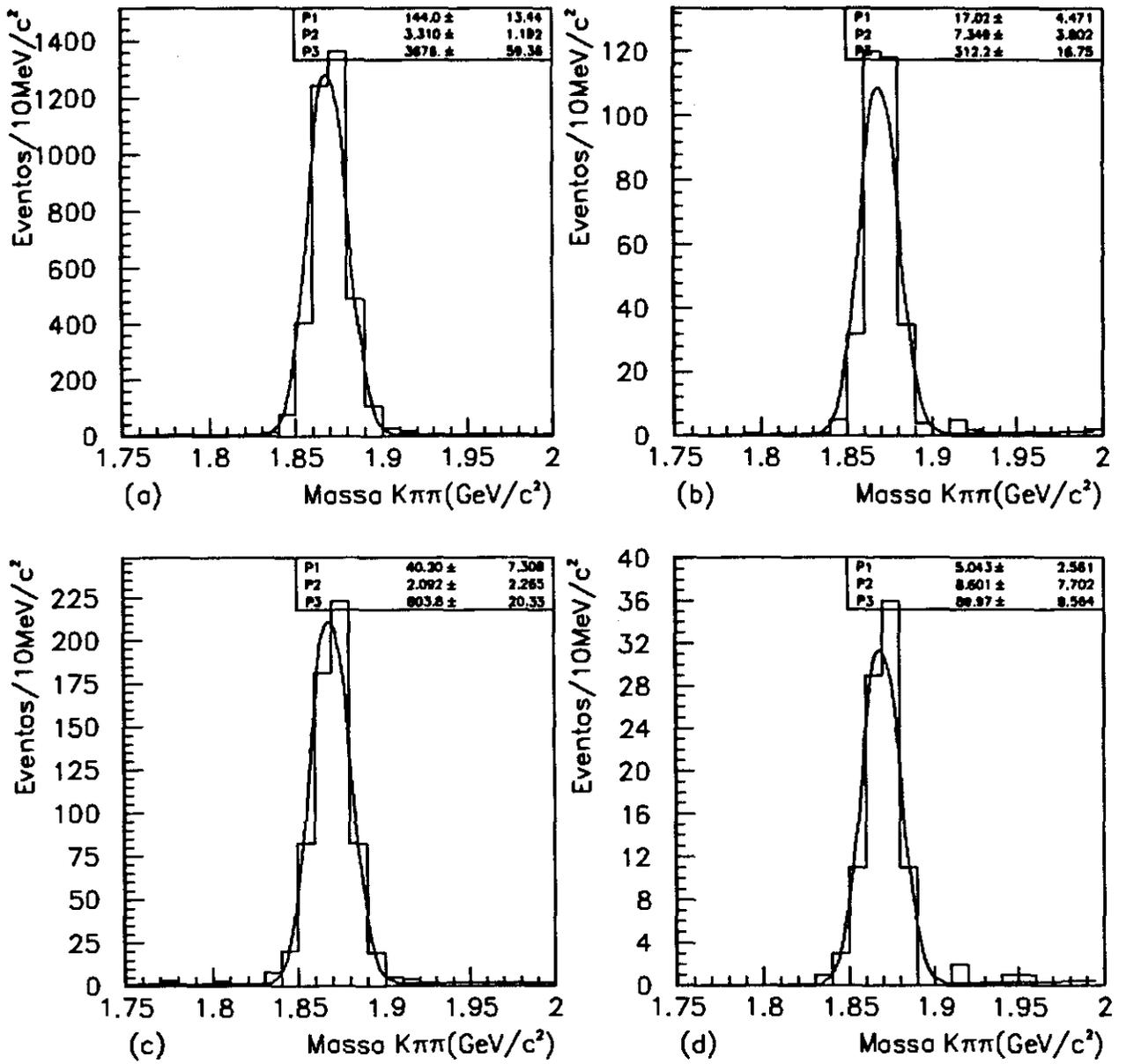


Figura 5.5: Impacto do corte sobre a variável ICAL no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

| Cortes | Dados (%) | Monte Carlo (%) |
|---------------------|----------------|-----------------|
| ICAL1= 2 | $92,4 \pm 0,6$ | $91,5 \pm 0,5$ |
| ICAL2= 2 | $83,8 \pm 0,9$ | $83,6 \pm 0,6$ |
| ICAL1= 2 e ICAL2= 2 | $97,6 \pm 0,3$ | $97,6 \pm 0,3$ |

Tabela 5.1: Rejeição de eventos $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ com uso do corte ICAL=2.

gerar uma N -upla do Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Após isso, fizemos o mesmo estudo do impacto do corte na variável ICAL sobre os hádrons . O resultado é mostrado nas figuras 5.5a à 5.5d. A aplicação do corte ICAL=2 provoca uma rejeição de $91,5 \pm 0,5$ % dos eventos quando aplicado sobre o primeiro traço e de $83,6 \pm 0,6$ % quando aplicado sobre o segundo. Já a aplicação deste corte sobre ambos os traços produz uma redução de $97,6 \pm 0,3$ % dos eventos de Monte Carlo. Estes resultados, também mostrados na tabela 5.1, estão em ótimo acordo com os dados, mostrando que esta variável está bem representada no Monte Carlo. Podemos portanto, usar o Monte Carlo para estimar o impacto do corte ICAL sobre o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. Repetimos o mesmo procedimento e o resultado obtido foi basicamente o mesmo que para o Monte Carlo do $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$: $90,9 \pm 0,8$ % para o corte sobre o primeiro traço, 84 ± 1 % para o segundo e $98,1 \pm 0,4$ % para o corte em ambos os traços. Estes resultados são mostrados na tabela 5.2 e nas figuras 5.6a a 5.6d.

| Cortes | Monte Carlo (%) |
|------------------|-----------------|
| ICAL1= 2 | $90,9 \pm 0,8$ |
| ICAL2= 2 | 84 ± 1 |
| ICAL1 e ICAL2= 2 | $98,1 \pm 0,4$ |

Tabela 5.2: Rejeição de eventos $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ com uso do corte ICAL=2.

Os resultados acima indicam um comportamento bastante similar para píons e káons em relação à variável ICAL. Para confirmá-lo fizemos mais um teste usando os canais

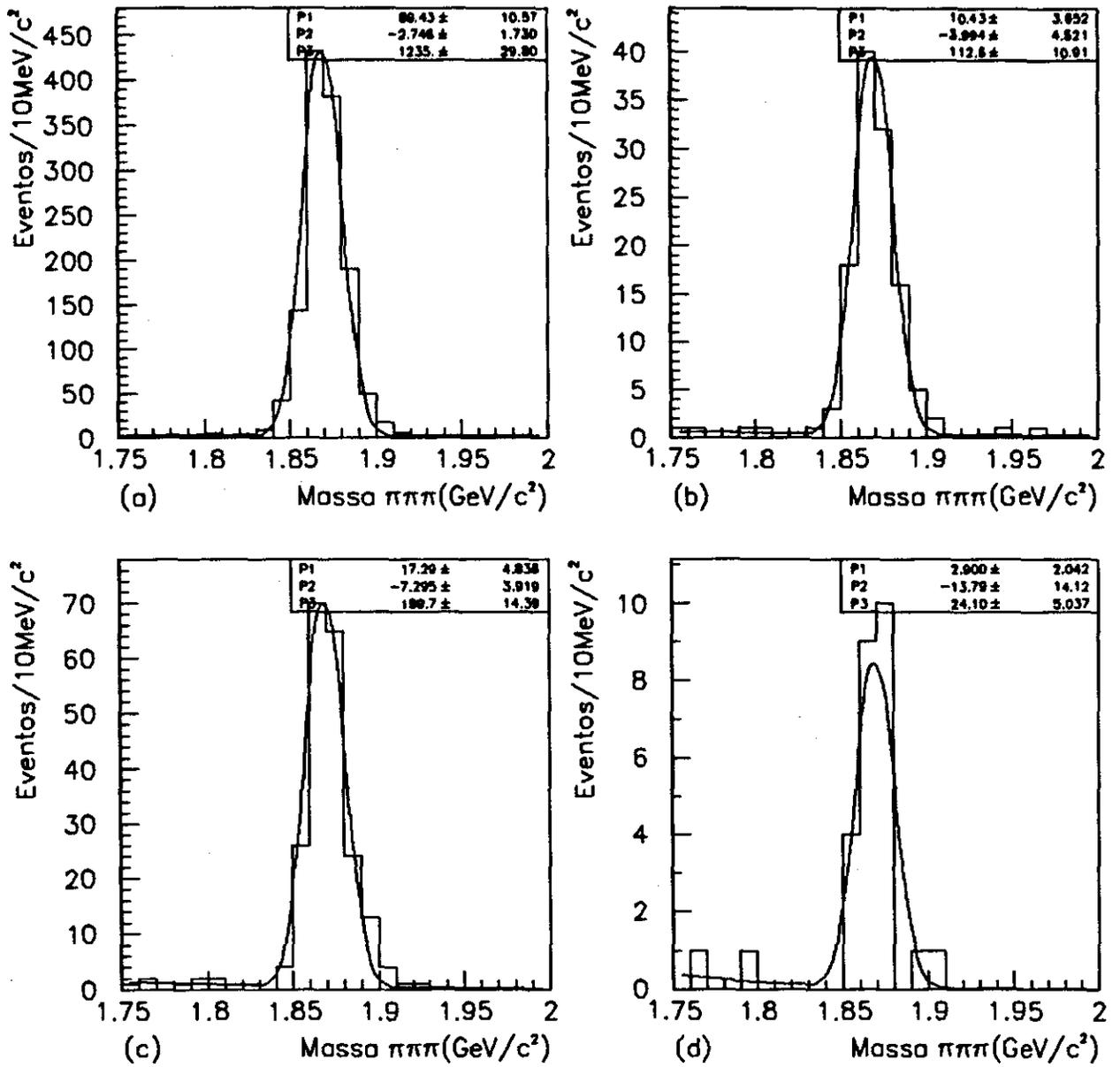


Figura 5.6: Impacto do corte sobre a variável ICAL no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

| Cortes | $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (%) | $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (%) |
|---------|----------------------------------|------------------------------------|
| ICAL1=2 | 86 ± 4 | 92 ± 3 |
| ICAL2=2 | 95 ± 3 | 92 ± 4 |
| ICAL3=2 | 93 ± 4 | 92 ± 3 |

Tabela 5.3: Rejeição de eventos D_s^+ , $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ com uso do corte ICAL=2.

$D^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$. Partindo do Subconjunto de Vértices, produzimos uma *N-upla* com os mesmos cortes de vértice do Subconjunto de Três Traços e com três traços carregados que tenham passado por ambos os magnetos (JCATSG=7 ou JCATSG=15), sendo que os dois primeiros deviam estar na região de massa do Φ . Nenhum corte de identificação foi feito para evitar algum *bias*. Assim, todos os traços tinham a mesma possibilidade de ter ICAL=2. Na figura 5.76a vemos 84 ± 10 eventos na região do D^+ e 95 ± 10 no sinal do D_s^+ . Aplicando o corte ICAL=2 sucessivamente sobre todos os traços obtemos as figuras 5.7b à 5.7d e os valores listados na tabela 5.3. A redução média obtida com o corte sobre os káons é de 90 ± 3 % para o sinal do D^+ e 92 ± 2 % para o sinal do D_s^+ . Quando efetuado sobre o pión a redução é de 93 ± 4 % para o sinal do D^+ e 92 ± 3 % para o sinal do D_s^+ . Portanto, também esse resultado indica um comportamento semelhante de káons e píons sob o corte na variável ICAL.

Concluindo, o estudo desses canais hadrônicos nos mostra, efetivamente, uma grande rejeição de hádrons através do uso da variável ICAL. A exigência ICAL=2 tem aproximadamente o mesmo efeito sobre píons e káons, provocando uma rejeição de cerca de 90% destas partículas e a aplicação deste corte sobre dois hádrons produz uma rejeição de cerca de 98 % dos eventos.

Na figura 5.8 mostramos o Subconjunto de Três Traços após a aplicação deste corte

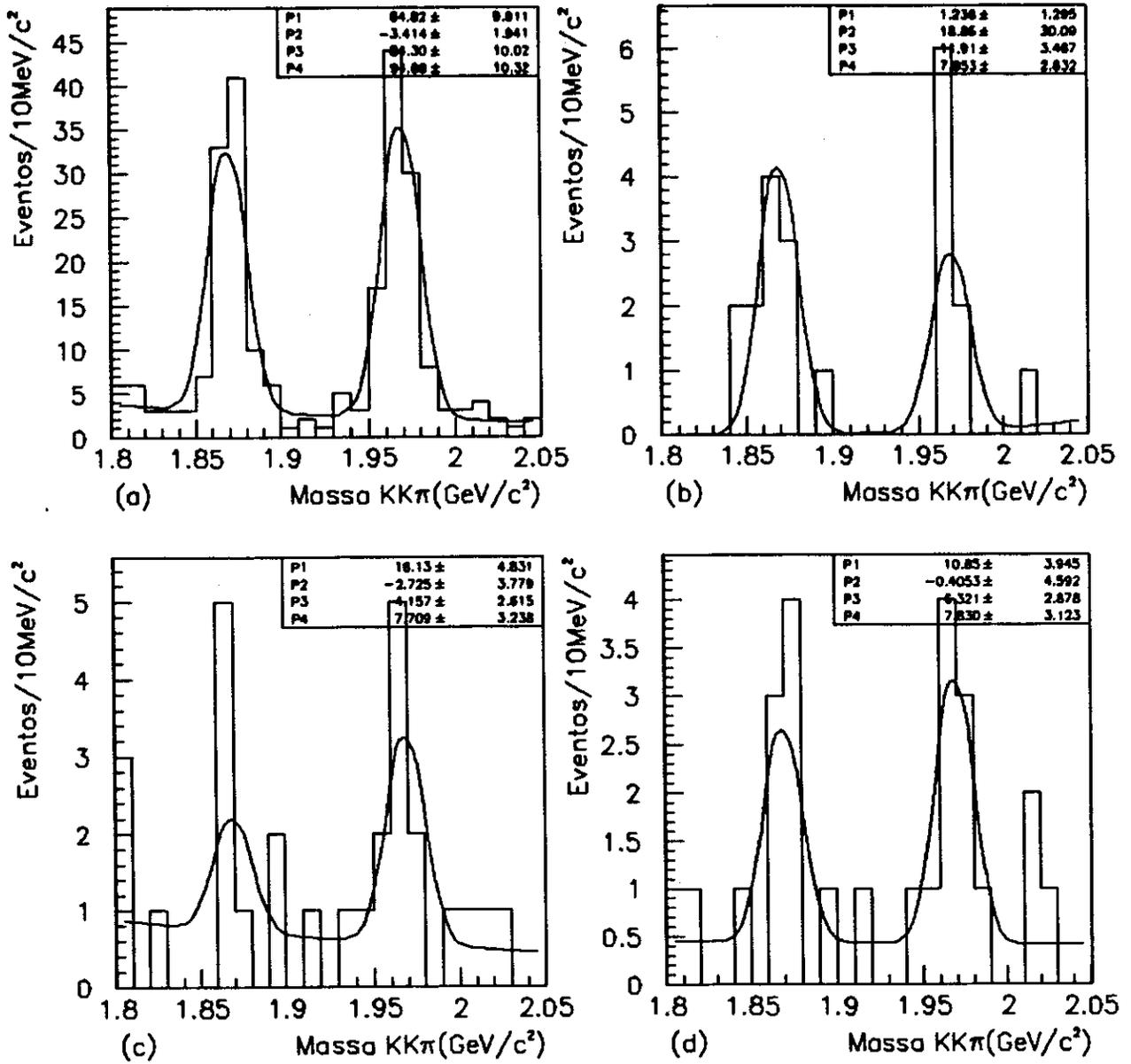


Figura 5.7: Impacto do corte sobre a variável ICAL nos canais $D^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, $\phi \rightarrow K^- K^+$.

sobre os dois primeiros traços.

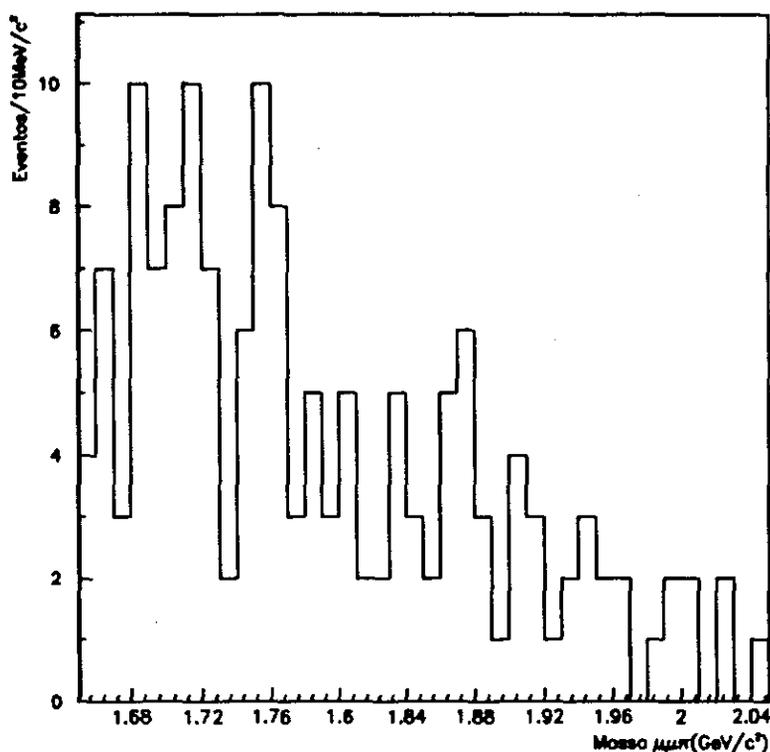


Figura 5.8: Espectro de massa $\mu\mu\pi$.

5.7.2 Relação entre Momentum e a Variável ICAL

A eficiência do corte $ICAL=2$ para descartar hádrons aumenta com o *momentum* da partícula. Para estudar esta dependência usamos o káon proveniente do decaimento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, cujo espectro de *momenta* é bastante abrangente. Estes eventos foram agrupados, de acordo com o *momentum* do káon, em quatro diferentes faixas que variavam entre zero e 40 GeV/c, em intervalos de 10 GeV/c. A seguir determinamos para cada uma destas faixas a razão entre o número de eventos após aplicado o corte $ICAL=2$ sobre o káon e o número inicial de eventos. A figura 5.9a apresenta esta razão em função da faixa de *momentum* e mostra um claro aumento na rejeição com o acréscimo do *momentum* da

partícula. Para os káons de baixo *momentum*(0-10 GeV/c) a rejeição é de 83 ± 4 % mas se eleva para 94 ± 1 %, quando consideramos káons de grande *momentum*(30-40 GeV/c). Estes números, também estão representados na tabela 5.4.

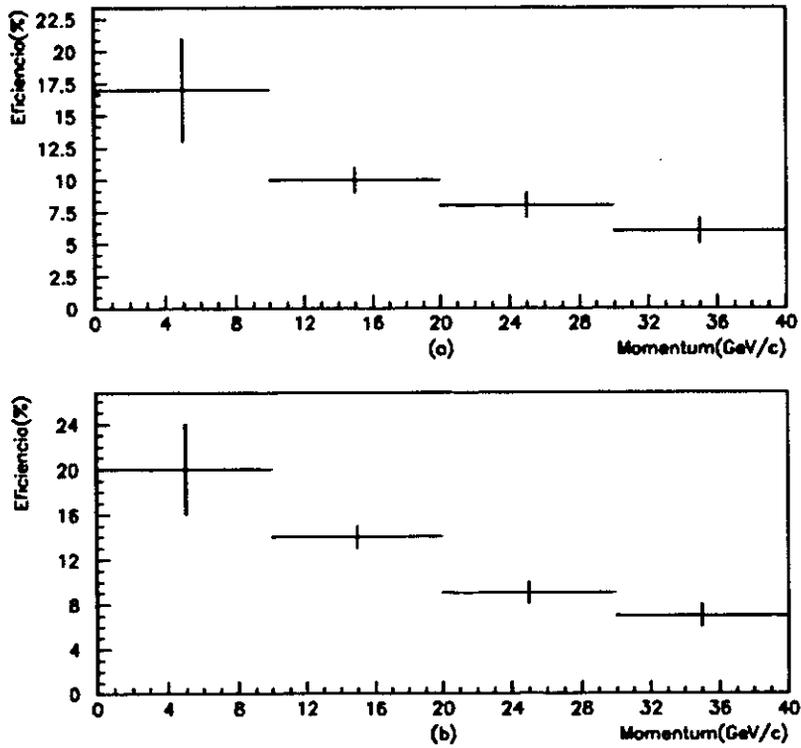


Figura 5.9: Rejeição de hádrons \times *momentum* do hádron.

Novamente fizemos o mesmo estudo no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e obtivemos resultados muito semelhantes aos dados: 80 ± 4 % de rejeição na faixa de 0-10 GeV/c e 93 ± 1 % de rejeição na faixa de 30-40 GeV/c. Os resultados são mostrados na tabela 5.4 e na figura 5.9b. Assim, além de representar bem a rejeição de hádrons com o corte ICAL=2, o Monte Carlo também representa bem a dependência desta variável com relação ao *momentum* do hádron.

| <i>Momentum</i> | 0-10GeV/c | 10-20GeV/c | 20-30GeV/c | 30-40GeV/c |
|-----------------|---------------|---------------|--------------|--------------|
| Dados | $17 \pm 4 \%$ | $10 \pm 1 \%$ | $8 \pm 1 \%$ | $6 \pm 1 \%$ |
| Monte Carlo | $20 \pm 4 \%$ | $14 \pm 1 \%$ | $9 \pm 1 \%$ | $7 \pm 1 \%$ |

Tabela 5.4: Fração dos eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ que sobrevivem ao corte ICAL=2 em função do *momentum*.

5.7.3 Probabilidade Čerenkov

A variável CPRB2 contém informações provenientes dos detectores Čerenkov, da parede de múons traseira e dos calorímetros, como descrito na seção 5.1. Por construção, somente

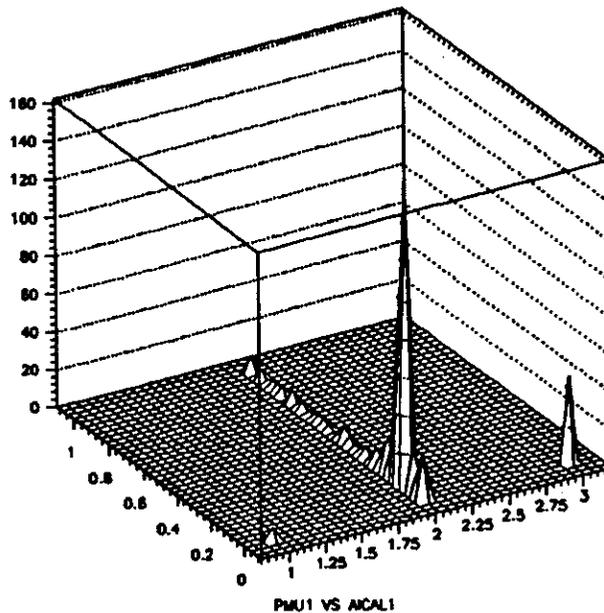


Figura 5.10: Relação entre as variáveis ICAL e CPRB2(2).

traços com ICAL=2 possuem CPRB2(2) - que descreve a probabilidade Čerenkov do traço ser um múon e passará a ser chamada de PMU - maior que zero. Porém, alguns traços com ICAL=2, mas que foram bem identificados pelos detectores Čerenkov como não sendo múons (principalmente káons e prótons), têm PMU=0. Na figura 5.10 vemos essas duas variáveis em um mesmo gráfico. Como nesta seção estamos interessados em compreender

o comportamento da variável PMU, usaremos somente eventos com $ICAL=2$.

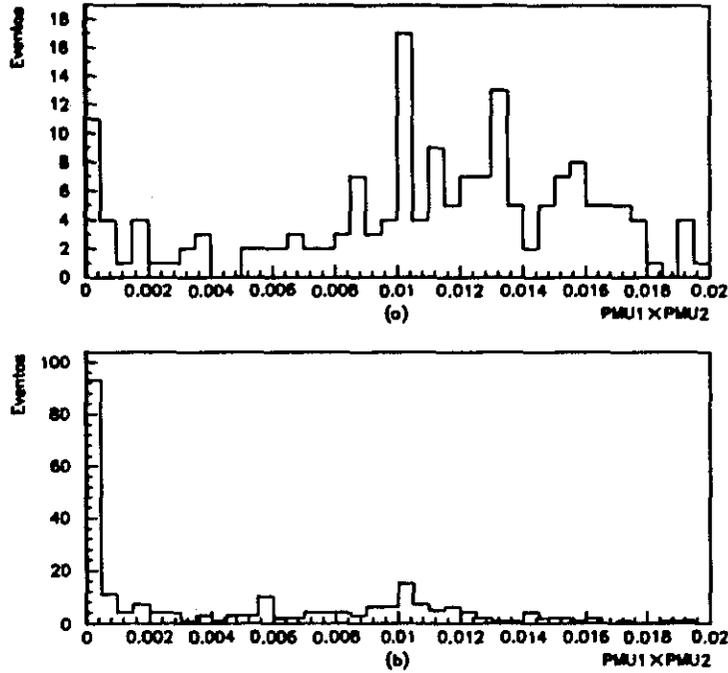


Figura 5.11: Distribuição de probabilidade conjunta $PMU1 \times PMU2$ no (a) Monte Carlo e no (b) *background*.

Na figura 5.11a apresentamos a distribuição de probabilidade conjunta $PMU1 \times PMU2$ para os dois primeiros traços do Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ e na figura 5.11b mostramos a mesma distribuição para os eventos que compõem o *background*. Observando estas distribuições, vemos que só são significativamente diferentes para o primeiro *bin* dos histogramas. Portanto, parece natural efetuar um corte sobre a amostra que exclua apenas este *bin*, exigindo uma probabilidade conjunta $PMU1 \times PMU2 > 0,0005$.

Usando este corte nas amostras de Monte Carlo dos canais $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, obtemos uma redução de 54 ± 9 % no primeiro modo e 17 ± 25 % no segundo. As figuras 5.12a e 5.12b mostram a redução do sinal do $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e as figuras 5.12c e 5.12d a redução do $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. A eficiência deste corte para o Monte Carlo do

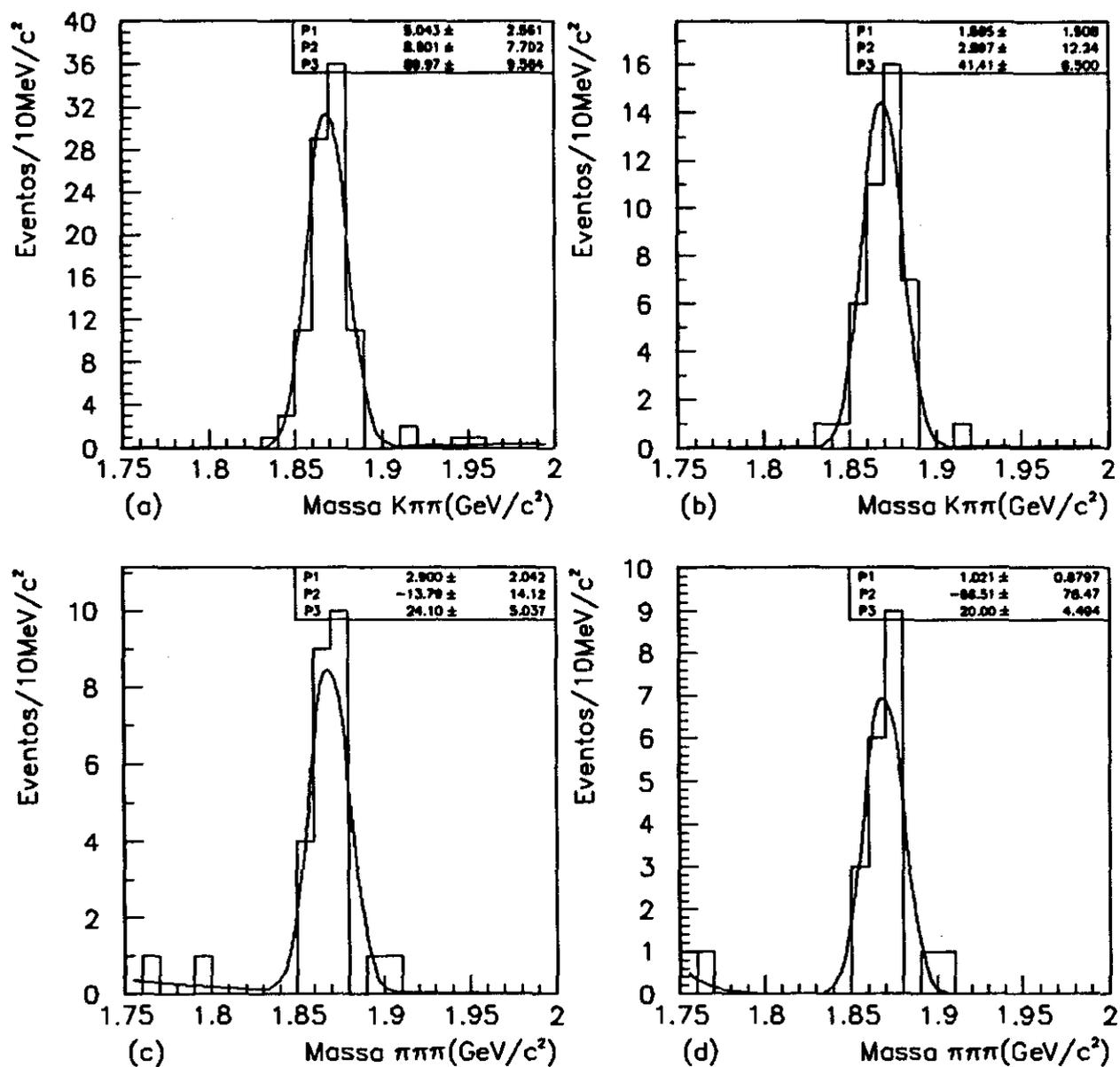


Figura 5.12: Impacto do corte sobre a probabilidade conjunta $PMU1 \times PMU2$ nos Monte Carlos dos canais $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

$D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ é de $96 \pm 8 \%$.

Concluimos, portanto, que o corte na variável CPRB2 é importante para eliminar o *background* não composto por píons e tem um impacto muito pequeno sobre o $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$, preservando a quase totalidade dos eventos. O espectro de massa $\mu\mu\pi$ com este corte pode ser visto na figura 5.13.

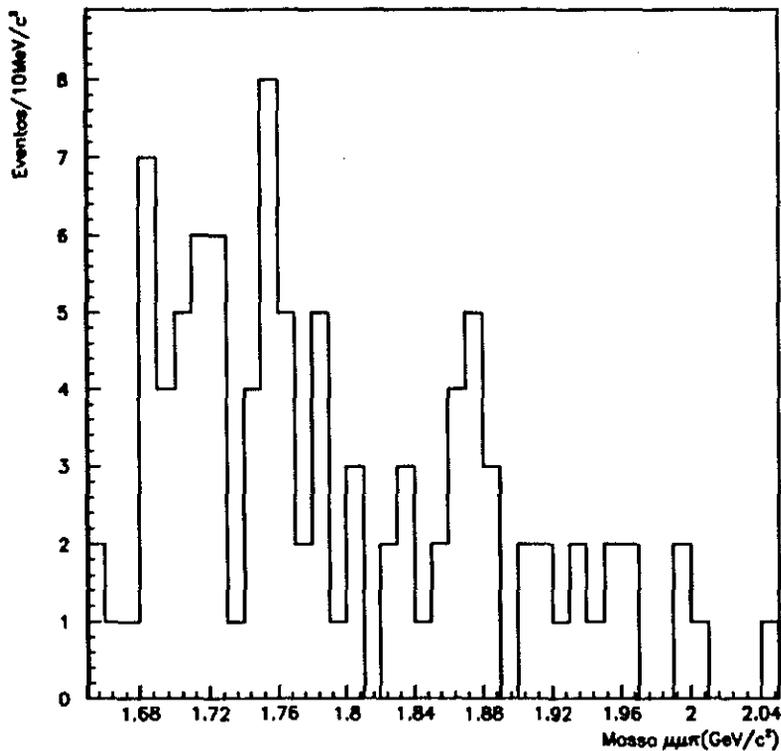


Figura 5.13: Espectro de massa $\mu\mu\pi$.

5.8 Distribuição de Momentum

Na seção 5.7.2 estudamos a dependência da eficiência na rejeição de hádrons, pela variável ICAL=2, em relação ao *momentum* dos traços, constatando uma maior rejeição para os traços de grande *momentum*. Podemos usar esta dependência para separar os eventos

provenientes do canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ dos eventos que compõem o *background*, constituído por eventos vindos de decaimentos não leptônicos dos mesons D^+ e D_s^+ e pelo *background* combinatorial usual. Este *background* combinatorial possui, em geral, uma distribuição de *momentum* menor que a dos eventos provenientes de decaimentos de partículas charmosas.

Quando comparamos a distribuição de *momenta*(P1+P2) nos eventos de Monte Carlo do $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ com a mesma distribuição para os eventos que compõem o *background*, vemos que realmente há uma significativa diferença entre elas. Em ambos os casos, o corte ICAL=2 havia sido aplicado sobre os dois primeiros traços. Estas distribuições são mostradas nas figuras 5.14a e 5.14b, respectivamente, e sugerem um corte na soma dos *momenta*, selecionando apenas os eventos em que esta soma seja superior a 30 GeV/c. Com este corte obtemos uma redução de 38% no *background* com uma redução de apenas 13% do sinal.

Mais uma vez usamos o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ para comparar o comportamento mostrado pelo Monte Carlo com o comportamento apresentado pelos dados. O resultado pode ser visto nas figuras 5.15a à 5.15d. As duas primeiras figuras mostram o Monte Carlo deste canal, com o corte de ICAL=2 sobre os dois primeiros traços, antes e depois do corte $P1+P2 > 30$ GeV/c. O mesmo procedimento é feito para os dados e os histogramas são mostrados nas duas últimas figuras. Apesar da pouca significância devido à baixa estatística, novamente os resultados indicam um acordo entre Monte Carlo e dados com uma redução de $30 \pm 12\%$ no primeiro caso e $29 \pm 15\%$ no segundo. Além disso, estes resultados mostram como o corte na variável ICAL sobre os dois primeiros traços reduz a soma dos *momenta* P1+P2 deste tipo de decaimento em relação ao decaimento envolvendo

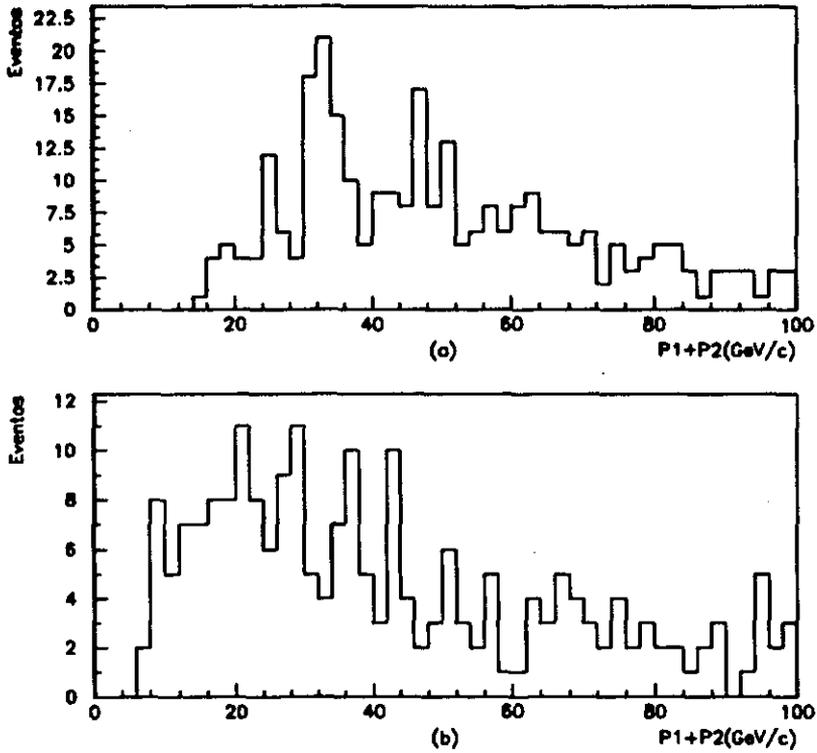


Figura 5.14: Distribuição da soma de *momentum* $P1+P2$.

dois múons.

Vimos nestas últimas seções como os cortes de identificação ICAL e CPRB2 e o de *momentum* afetam os canais hadrônicos e qual bem representados estão nas amostras de Monte Carlo. Aplicando todos estes cortes no decaimento $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ obtemos uma redução de $99,2 \pm 0,2$ % para os dados e $99,08 \pm 0,04$ % para o Monte Carlo, com um bom acordo global. Nas figuras 5.16a e 5.16b mostramos a redução dos dados e nas figuras 5.16c e 5.16d a redução dos eventos de Monte Carlo. Os mesmos cortes são aplicados no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, causando uma redução de $99,0 \pm 0,3$ %, como mostrado nas figuras 5.17a e 5.17b. Para concluir esta seção notamos que, como na E691 foram reconstruídos cerca de uma centena de eventos neste modo de decaimento, a aplicação deste conjunto de cortes deve reduzir este número para cerca de um evento.

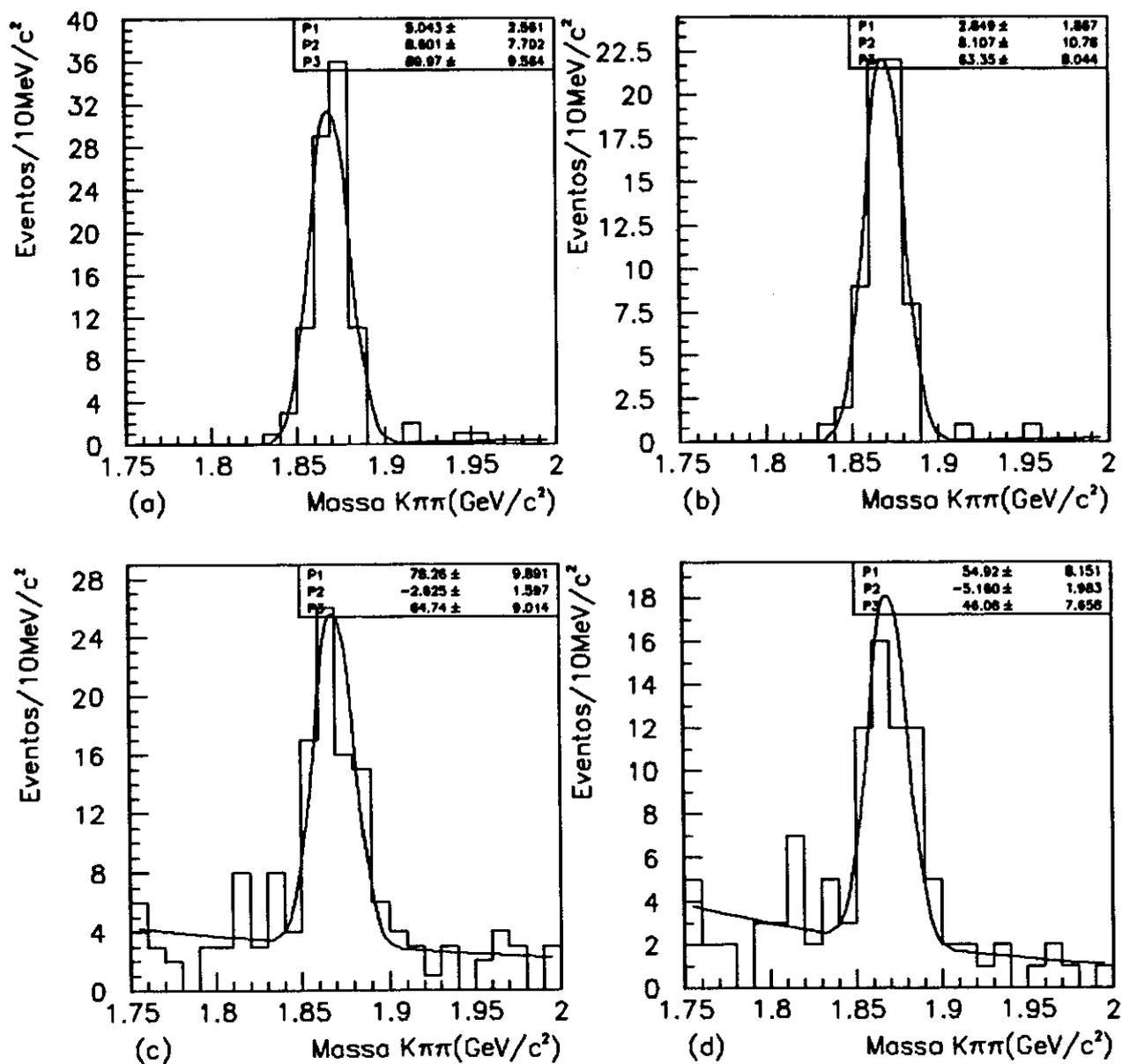


Figura 5.15: Impacto do corte $P1+P2>30$ GeV/c no Monte Carlo do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ ((a) e (b)) e nos dados ((c) e (d)).

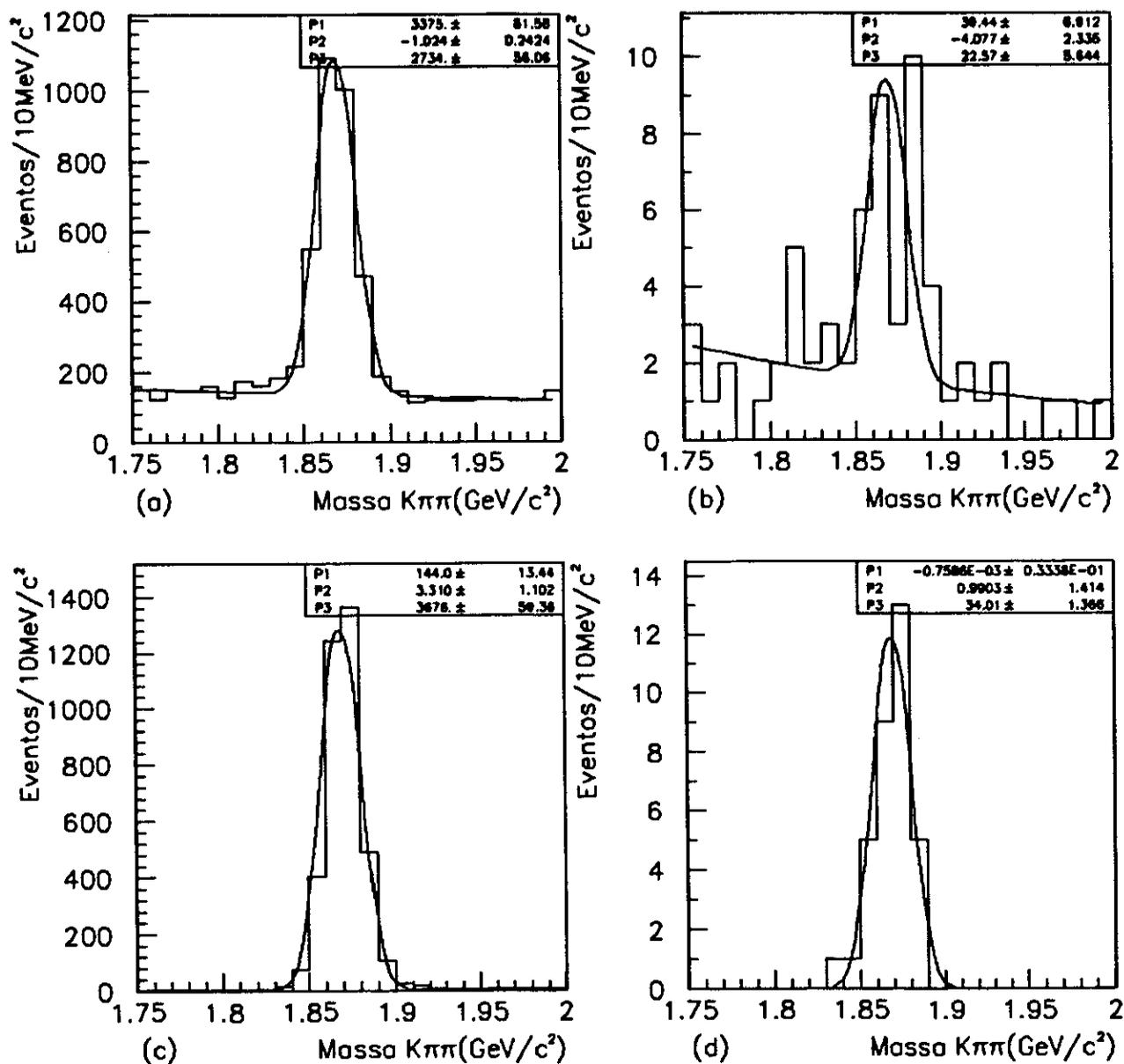


Figura 5.16: Redução do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ com a aplicação dos cortes de identificação.

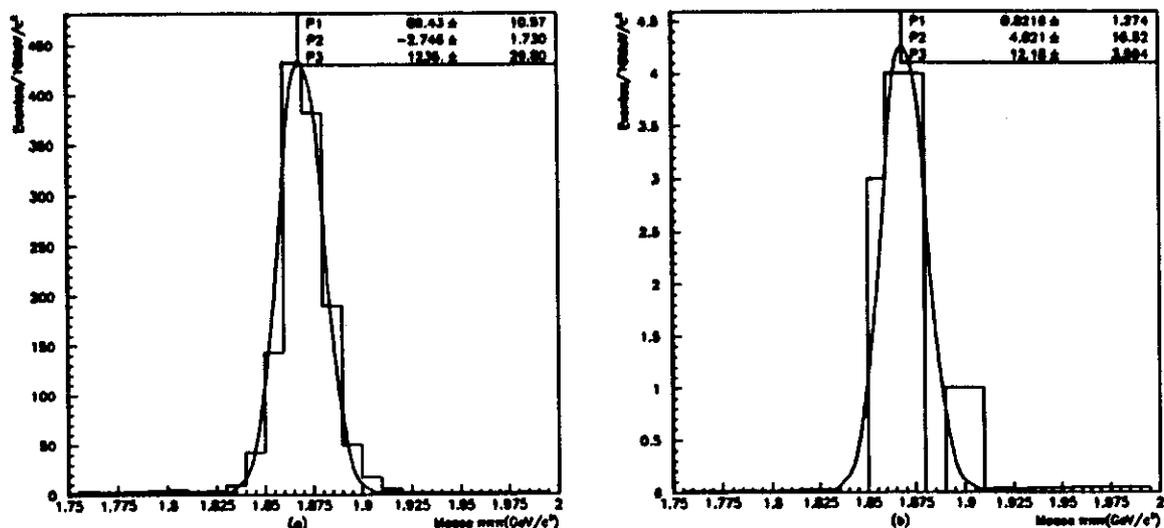


Figura 5.17: Redução do canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ com a aplicação dos cortes de identificação.

Na próxima seção voltamos a tratar, especificamente, das reflexões. Desta vez o nosso objetivo será verificar, cuidadosamente, quantos eventos sobrevivem aos cortes de identificação em cada canal e aonde e como eles se refletem no espectro de massa $\mu\mu\pi$.

5.9 Reflexões

As reflexões (*feedthroughs*), como dissemos anteriormente, são formadas por eventos provenientes de outros modos de decaimento. Só que, por satisfazerem as mesmas condições que o canal em estudo, estes eventos são mal identificados como provenientes deste mesmo canal de decaimento. Esta má identificação ocorre quando alguma partícula não é detectada ou reconstruída, ou quando sua identidade é determinada erroneamente. Um modo de decaimento mal identificado terá um valor de massa invariante diferente da massa da partícula da qual provém. Isso pode provocar o surgimento de falsos sinais em certas

regiões do espectro de massa. Um exemplo disso pode ser visto na figura 5.3, em que o abundante modo $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ é mal identificado como $\mu^- \mu^+ \pi^+$. Como a massa do múon é menor do que as massas do káon e do pión, o valor calculado da massa invariante é bem inferior à massa do D^+ , criando um pico por volta de $1,7\text{GeV}/c^2$.

Em nosso caso, as principais fontes de contaminação do canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ são decorrentes dos modos de decaimento hadrônicos dos mésons charmosos D^\pm , D_s^\pm e $D^{*\pm}$:

- a) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$;
- b) $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$;
- c) $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$;
- d) $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Nas próximas sub-seções usaremos as amostras de Monte Carlo para determinar o número de eventos remanescentes e onde se refletem no espectro de massa, após aplicados os cortes de análise, para cada um desses canais.

5.9.1 $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

Como a diferença entre as massas do múon e do pión é muito pequena, as reflexões destes canais no espectro de massa $\mu\mu\pi$ se encontram muito próximas das massas das partículas que decaem. Por isso precisamos ter uma atenção especial para com a reflexão do $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

As amostras de Monte Carlo usadas para estudar estes canais continham 17.554 eventos no canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e 17.030 no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, as quais, após aplicados os cortes de análise, se reduziram a $13,0 \pm 3,4$ e $4,3 \pm 1,4$ eventos, respectivamente. Estas

| Canal | Massa(GeV/c^2) | Largura(GeV/c^2) | No de eventos |
|---------------------------------------|---------------------------|-----------------------------|---------------|
| $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ | 1,851 | 0,015 | $1,0 \pm 0,3$ |
| $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ | 1,952 | 0,016 | $0,7 \pm 0,3$ |

Tabela 5.5: Reflexões dos canais $D^+, D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$

reduções correspondem às eficiências

$$efic_{MC}(D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = (7,4 \pm 1,9) \times 10^{-4}$$

e

$$efic_{MC}(D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = (2,52 \pm 0,82) \times 10^{-4}.$$

Usando os valores obtidos com os dados da E691 [26] para o número de eventos e para a eficiência destes canais

$$N_{E691}(D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = 66,4 \pm 15,4 \quad efic_{E691}(D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = 0,0514 \pm 0,0018$$

$$N_{E691}(D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = 56,2 \pm 12,2 \quad efic_{E691}(D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+) = 0,0194 \pm 0,0011,$$

podemos obter o número de eventos remanescentes em nossa amostra final, através da relação

$$N_{final} = \frac{N_{E691}}{efic_{E691}} \times efic_{MC}.$$

O resultado estimado é de $1,0 \pm 0,3$ eventos no canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $0,7 \pm 0,3$ no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$.

Estas reflexões são bem representadas por gaussianas, como se pode ver nas figuras 5.18a e 5.18b. Para o canal $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ ajustamos uma gaussiana com largura

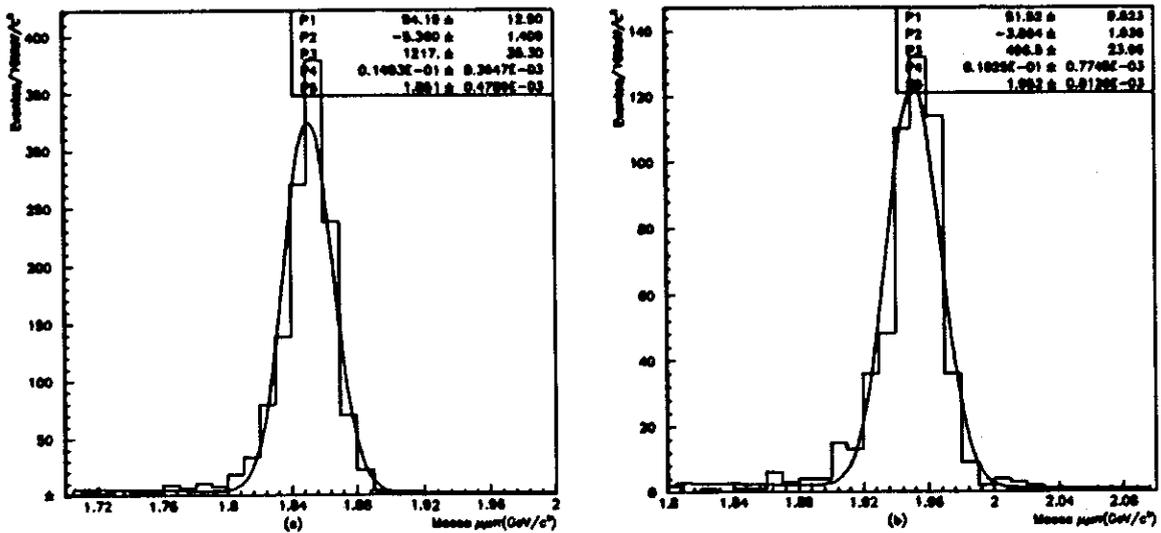


Figura 5.18: Reflexões dos canais (a) $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e (b) $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ no espectro $\mu\mu\pi$.

de $15 \text{ MeV}/c^2$ centrada na massa de $1,851 \text{ GeV}/c^2$ e para o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ obtemos uma largura de $16 \text{ MeV}/c^2$ e uma massa de $1,952 \text{ GeV}/c^2$. Para assegurar uma boa significância estatística, não usamos cortes de identificação de múons nestas figuras.

O número de eventos e os parâmetros das gaussianas ajustadas a estes canais se encontram sumarizados na tabela 5.5.

5.9.2 $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

O $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ é um canal de grande estatística e com uma ótima resolução nos dados da E691. Isto pode ser visto na figura 5.4a, em que os cortes usados são basicamente os de vértice. Aplicando os cortes de identificação sobre os dados, obtemos um sinal de $22,6 \pm 5,6$ eventos na região de massa do D^+ . Aplicando estes mesmos cortes sobre o Monte Carlo do $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e projetando-o no espectro de massa $\mu\mu\pi$, obtemos a distribuição mostrada na figura 5.19. Esta distribuição, ao contrário do que ocorre com as reflexões $D^+, D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$, não é bem representada por uma gaussiana. Entretanto,

é importante notar que nesta distribuição não há nenhum evento na região acima de $1,8 \text{ GeV}/c^2$ do espectro de massa.

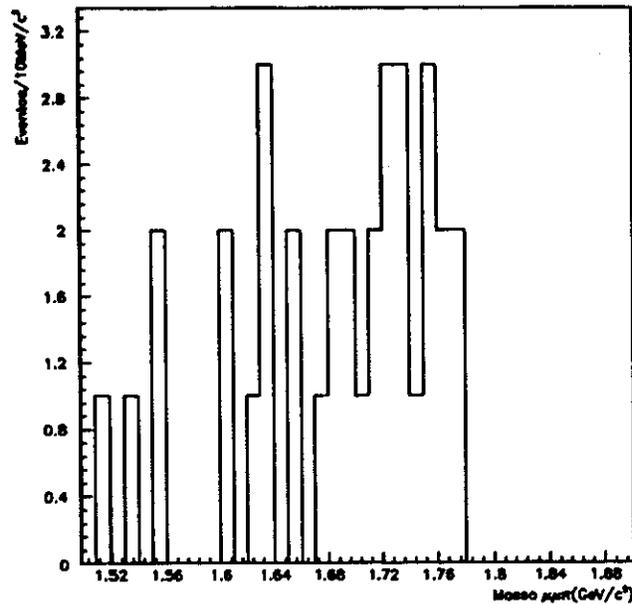


Figura 5.19: Reflexão do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ no espectro $\mu\mu\pi$.

A reflexão do $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ deve ser analisada com cuidado, pois ela contém a região de massa do D^+ . Neste decaimento, um pión e um D^0 são produzidos no vértice primário como produtos do decaimento, via interação forte, do méson D^{*+} . O D^0 por sua vez, decai, por interação fraca, em um káon e um pión que formam um vértice secundário. Como o pión produzido no vértice primário é de baixo *momentum*, em alguns casos ele se compõe com o vértice secundário do D^0 para formar um vértice secundário de três traços. Podemos eliminar os eventos provenientes deste canal fazendo um corte na diferença de massa entre o $K\pi\pi$ e o $K\pi$. Este corte na diferença de massa é especialmente adequado para decaimentos em que a soma das massas das partículas no estado final é muito próxima da massa da partícula que decai, pois corresponde ao início do espaço de

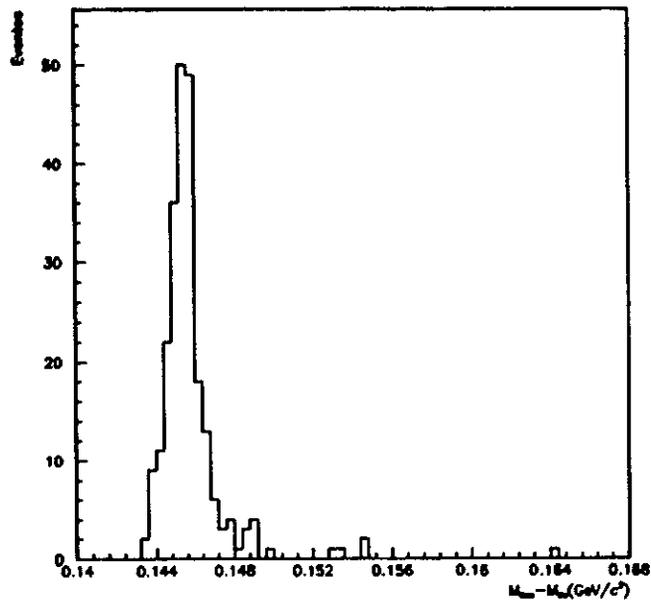


Figura 5.20: Diferença de massa invariante $M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ no Monte Carlo do $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. fase. No canal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ a diferença entre a massa do $K\pi\pi$ e do $K\pi$ é de $145 \text{ MeV}/c^2$, próxima da massa do pión carregado. Uma análise de uma amostra de Monte Carlo deste canal contendo 19.227 eventos sugere um corte de $0,15 \text{ GeV}/c^2$ na diferença de massa excluindo os eventos provenientes deste canal, como podemos observar na figura 5.20. Este mesmo corte aplicado ao Monte Carlo do $D^+ \rightarrow \mu^-\mu^+\pi^+$ não causa nenhuma redução no número de eventos.

5.10 Ajuste de Dados

Acabamos de determinar nas seções precedentes, um conjunto de cortes - mostrados na tabela 5.6 - adequados à observação do canal $D^+ \rightarrow \mu^-\mu^+\pi^+$. Nas seções 5.4 a 5.6 foram descritos os cortes sobre a qualidade dos traços, as variáveis de vértice e feita a identificação do pión. Na seção 5.7.3 definimos o corte na probabilidade Čerenkov conjunta que, como vimos, contem a exigência ICAL=2 para ambos os traços. O corte

| Categoria | Cortes |
|-------------------------------|---|
| Vértice | $SDZ > 20$ $DIP < 50 \mu m$ $DCA > 80 \mu m$ $CHIDOF < 3$ $PRC < 3$ |
| Traço 1 Traço 2 Traço 3 | $cat > 5$ $cat > 5$ $cat > 5$ |
| Probabilidade Čerenkov | $PMU1 \times PMU2 > 0.0005$ $CPRB2(3) > 0,8$ |
| Momentum | $P1 + P2 > 30 \text{ GeV}/c$ |
| Massa invariante | $1,80 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu\pi} < 2,05 \text{ GeV}/c^2$ $M_{K\pi\pi} - M_{K\pi} > 150 \text{ MeV}/c^2$ |

Tabela 5.6: Conjunto final de cortes.

sobre a soma do *momentum* dos dois primeiros traços foi estudado na seção 5.8 e a exigência sobre a diferença de massa entre o D^{*+} e o D^0 na seção 5.9.2. Cada um destes cortes, isoladamente, tem o efeito de melhorar a relação sinal-ruído ao causar uma maior rejeição de eventos do *background* do que de eventos $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$.

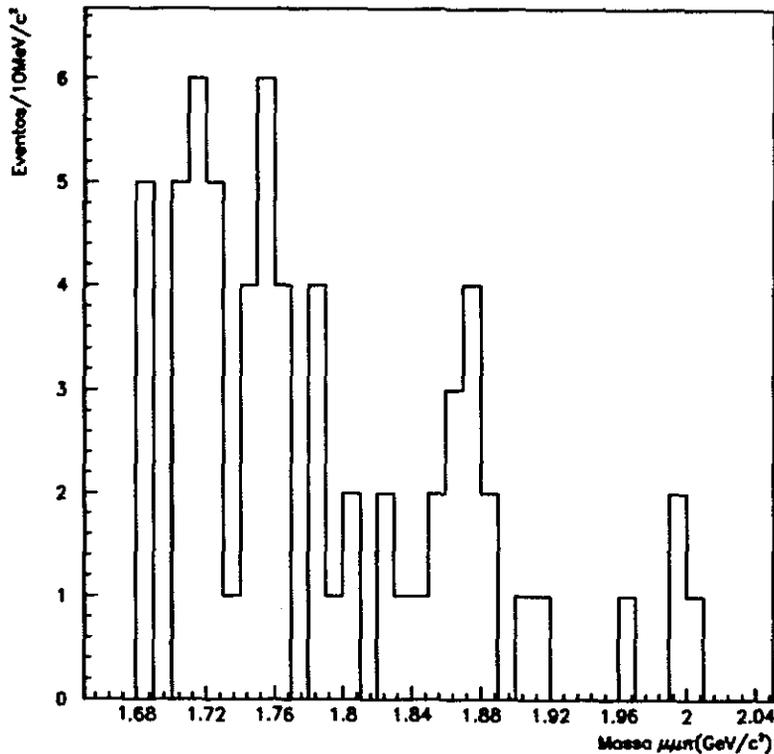


Figura 5.21: Espectro de massa $\mu\pi$ entre $1,65 \text{ GeV}/c^2$ e $2,05 \text{ GeV}/c^2$.

Nosso próximo passo consiste em determinar o número de eventos $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ presente em nosso espectro. A figura 5.21 mostra os eventos com massa invariante entre $1,65$ e $2,05 \text{ GeV}/c^2$, após aplicados todos os cortes. Nesta janela de massa encontramos - além do $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ - três outros canais, extensamente estudados em outras seções: $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$. A reflexão do canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, como dissemos anteriormente, não apresenta uma forma funcional bem definida em-

bora, possa ser razoavelmente bem representada por uma gaussiana na região de 1,65 a 1,80 GeV/c². Outra possibilidade seria representar esta reflexão por um polinômio. Optamos, entretanto, por excluir a região de 1,65 a 1,80 GeV/c² no ajuste final, já que, como visto na seção 5.9.2, os eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ se refletem no espectro do $\mu\mu\pi$ na região inferior a 1,80 GeV/c².

Para ajustar os dados deste histograma usamos três gaussianas, duas para as reflexões e outra para o sinal. O *background* foi parametrizado por uma função exponencial. A função de ajuste usada é mostrada abaixo:

$$F(m, \vec{M}, \vec{\sigma}, \alpha, \vec{N}, N_B) = N_B * B(m, \alpha) + \sum_{i=1}^3 N_i * G(m, M_i, \sigma_i),$$

em que

$$G(m, M_i, \sigma_i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{m - M_i}{\sigma_i} \right)^2}$$

e

$$B(m, \alpha) = \frac{1}{INTB} e^{\alpha(m - M_{lo})}$$

com a normalização

$$INTB = \frac{1}{\alpha} \{ e^{\alpha(M_{hi} - M_{lo})} - 1 \}.$$

As variáveis que aparecem nestas expressões são:

m - massa do evento;

M_i - valor mais provável da massa na gaussiana ajustada ao sinal ou a uma reflexão;

σ_i - é a largura da gaussiana, que caracteriza a incerteza na determinação da massa da partícula ou da reflexão ;

N_i e N_B - número de eventos nas gaussianas e no *background*, respectivamente;

M_{lo} e M_{hi} - limite inferior e superior do espectro de massa.

O número de eventos das reflexões e as massas e larguras das respectivas gaussianas foram fixados nos valores estimados na seção 5.9.1. Para o $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ usamos o valor de massa dado pelo Particle Data Group [5] e a largura determinada pelo Monte Carlo. O espectro final, com a função de ajuste, pode ser visto na figura 5.22 e o número de eventos na região de massa do D^+ é ⁶

$$\hat{N}(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+) = 7,1_{-3,0}^{+3,1}. \quad (5.1)$$

A aplicação dos nossos cortes de análise na amostra de Monte Carlo, mostra uma eficiência final de

$$efic(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+) = 0,036 \pm 0,002. \quad (5.2)$$

5.11 Considerações sobre o Ajuste de Dados

O ajuste do espectro final de massa, feito na seção anterior, tem $\chi^2 = 19,26$, 23 graus de liberdade e $\chi^2/\text{grau de liberdade} = 0,84$. Uma consulta a uma tabela de Nível de Confiança ⁷ de $\chi^2 \times \chi^2$ em função do número de graus de liberdade ⁸, nos mostra que

⁶O símbolo sobre a letra que representa o parâmetro significa a estimativa do parâmetro.

⁷O Nível de Confiança, que passaremos a chamar abreviadamente de C.L., expressa a probabilidade de que um ajuste pior seja obtido, usando-se a mesma hipótese, em um grande número de experimentos. Para um mesmo número de graus de liberdade, melhores ajustes tem um menor valor de χ^2 e, conseqüentemente, um C.L. de χ^2 maior.

⁸Uma tabela deste tipo se encontra na página 76 da referência [27].

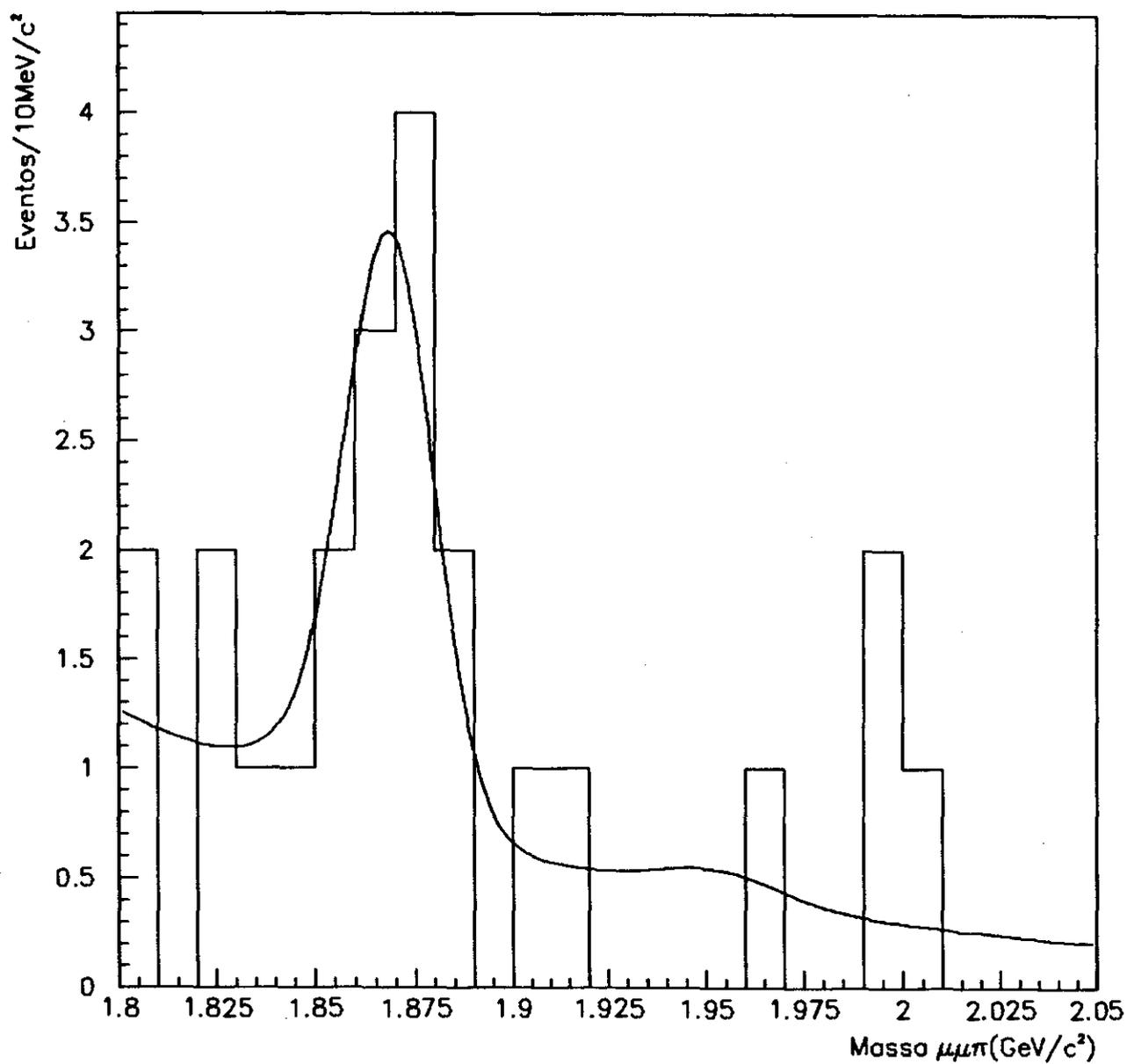


Figura 5.22: Espectro de massa $\mu\mu\pi$ entre 1,80 GeV/c^2 e 2,05 GeV/c^2 com a função de ajuste.

este ajuste tem um C.L. ≈ 70 %. Isso significa que, dentre as possíveis configurações com o mesmo número de eventos, somente em 30 % delas poderíamos obter um ajuste com um menor, e portanto melhor, valor de χ^2 , feito sob a mesma hipótese de função de distribuição de probabilidade.

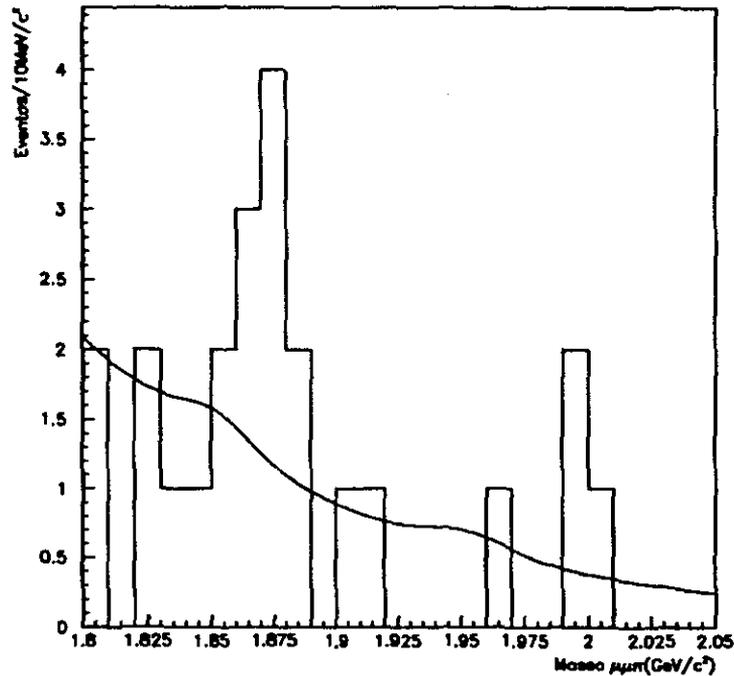


Figura 5.23: Ajuste do espectro de massa $\mu\mu\pi$ entre $1,65 \text{ GeV}/c^2$ e $2,05 \text{ GeV}/c^2$ com a hipótese de não-sinal.

Para testar a hipótese do Modelo Padrão de não haver um sinal de $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$, fizemos um ajuste dos dados, sem uma gaussiana para o D^+ . Com 24 graus de liberdade e $\chi^2 = 27,02$, este ajuste, mostrado na figura 5.23, tem um C.L. ≈ 15 % e, dessa forma, é pior que 85 % dos ajustes feitos sob a mesma hipótese. Portanto, essa análise, baseada no χ^2 dos ajustes, nos mostra que o conjunto final de eventos é bem mais consistente com a hipótese de haver um sinal do que com a hipótese de não-sinal.

Outra consideração diz respeito à significância estatística do ajuste do número de

eventos $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ no conjunto final de dados, que é de 2,3 desvios-padrão. Com esta significância podemos afirmar que, com probabilidade superior a 95 %, o número de eventos é superior a zero. Uma expectativa otimista, baseada no Modelo Padrão, seria a de encontrarmos, usando nossos cortes de análise, não mais que 10^{-2} eventos provenientes deste modo de decaimento. Consequentemente, temos uma probabilidade de 95 % de termos obtido um resultado superior ao esperado, pelo Modelo Padrão, para um canal mediado por correntes neutras.

No entanto, como se trata de um resultado com grandes implicações para a compreensão das interações eletrofracas, resolvemos adotar as prescrições mais conservadoras, que recomendam somente considerar confiáveis os sinais com uma significância estatística superior a 3 desvios-padrão. Assim, decidimos apresentar o resultado na forma de um limite superior para a razão de ramificação do canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$. Este é o objetivo da próxima seção.

5.12 Estimativa do Limite superior para a Fração de Decaimento do Méson D^+ no modo $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$

Estimar um limite superior para a razão de ramificação, com um determinado nível de confiança (C.L.), significa construir um intervalo de confiança ⁹ para esta grandeza com probabilidade dada pelo C.L.. Aqui, o significado de C.L. não é o mesmo com o qual foi usado na seção anterior, quando falamos sobre Nível de Confiança de χ^2 . Naquele caso ele se referia à qualidade do ajuste obtido, enquanto neste caso ele representa a probabilidade

⁹Sobre o conceito de intervalo de confiança, vide apêndice A.

de que este intervalo de confiança contenha o verdadeiro valor do parâmetro.

O C.L. usual no cálculo de um limite superior é de 90 %. O problema, portanto, é estimar o número de eventos \hat{N}_{sup} , tal que, o intervalo $[0, \hat{N}_{sup}]$ contenha, com 90 % de probabilidade, o verdadeiro valor N de eventos na amostra. E então, com esse valor \hat{N}_{sup} calcular o limite superior da razão de ramificação.

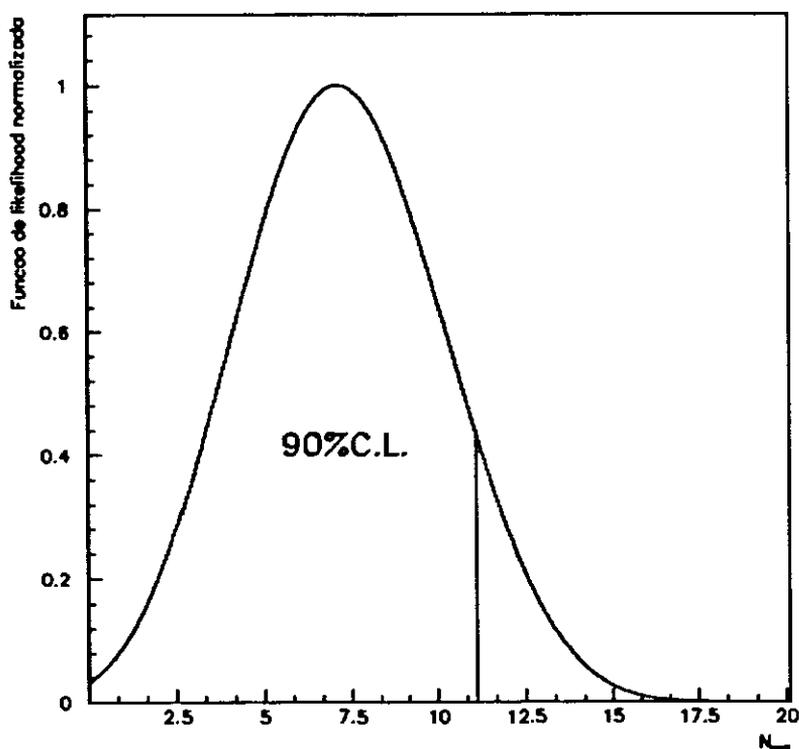


Figura 5.24: Função de *likelihood* normalizada.

Para calcular \hat{N}_{sup} usamos o método de integração da função de *likelihood* (F.L.), descrito no apêndice A. Um gráfico da F.L. normalizada, entre $\hat{N}=0$ e $\hat{N}=20$, é mostrado na figura 5.24. Integrando esta função a partir de zero encontramos o limite correspondente a 90 % de Nível de Confiança para

$$\hat{N}_{sup}(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+) = 11,0 \quad (90 \% C.L.) . \quad (5.3)$$

Para traduzir este resultado em um limite superior para a razão de ramificação, comparamo-lo com o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, o mais abundante dos canais de decaimento do méson D^+ , com três traços carregados, visto na E691. Este modo de decaimento tem uma razão de ramificação [5]

$$B.R.(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 8,0_{-0,7}^{+0,8} \% \quad (5.4)$$

e o número de eventos e a eficiência deste canal na E691 foram [28]

$$N_{E691}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 2992 \pm 55 \quad \text{efic}_{E691}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = 0,0763 \pm 0,0013 . \quad (5.5)$$

O valor do limite superior(L.S.) é dado pela expressão

$$L.S. = \frac{\hat{N}_{sup}(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+)}{\text{efic}(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+)} \times \frac{\text{efic}_{E691}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)}{N_{E691}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+)} \times B.R.(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) . \quad (5.6)$$

Usando 5.3, 5.4, 5.5 e a eficiência para o canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$, dada na equação 5.2, nesta expressão, obtemos o resultado

$$B.R.(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+) < 6,2 \times 10^{-4} \quad (90 \% C.L.) . \quad (5.7)$$

Esta é a nossa estimativa para o limite superior da razão de ramificação para o canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$, e representa uma redução de quase cinco vezes em relação ao valor atualmente estabelecido [5].

Capítulo 6

Conclusões

No capítulo 1 mostramos como o mecanismo de GIM foi introduzido no Modelo Padrão para suprimir a troca de sabor dos quarks através de correntes neutras. Como já foi bem enfatizado, a motivação para a introdução deste mecanismo foi a necessidade de explicar a enorme supressão de decaimentos de partículas estranhas por via deste processo, fato já então, bem estabelecido experimentalmente. Entretanto, nada de concludente existe ainda - do ponto de vista experimental - com relação à mudança de sabor do quark c por correntes neutras.

Motivados por este fato, desenvolvemos um cuidadoso estudo, descrito nesta tese, em busca do modo de decaimento $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$. Como já dissemos, esta é a melhor possibilidade de estudo de mudança de charme por corrente neutra na E691 pois, os canais envolvendo elétrons são prejudicados pela perda de energia destes por *bremstrahlung* e o canal $D^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$ - outra possibilidade envolvendo múons - é suprimido por helicidade, se mediado por um bóson vetorial, como o Z^0 . Além disso, o D^0 é mais difícil de ser observado em nosso espectrômetro pois tem vida média cerca de 2,5 menor que o D^+ .

Nesta análise usamos cortes de vértice, tradicionalmente eficazes na E691, para elimi-

nar o *background* combinatorial, as variáveis ICAL e CPRB2(2) para identificar os múons e um corte de *momentum*, eficiente para descartar hádrons mal-identificados. Um cuidado especial foi tomado com relação às reflexões de outros canais de decaimento de mésons charmosos. Mostramos, em particular, que é pouco provável a hipótese de que o excesso de eventos observados na região de massa do D^+ seja devido a alguma reflexão. Um ajuste de dados, levando em conta as contribuições estimadas das reflexões próximas à região do sinal, mostra $7,1_{-3,0}^{+3,1}$ eventos no canal $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$. A significância estatística de 2,3 desvios-padrão, no entanto, não foi suficiente para que reportássemos um valor para a razão de ramificação deste canal e, prudentemente, nos limitamos a estabelecer um limite superior para esta razão. Porém, existem algumas evidências da qualidade deste sinal, enfatizadas na seção 5.11, que não podem ser desprezadas. Em particular, há um alto nível de confiança(C.L.) de que este sinal seja maior que zero, valor esperado com base no Modelo Padrão.

O limite superior que obtivemos

$$B.R.(D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+) < 6,2 \times 10^{-4} \quad (90 \% C.L.)$$

para a razão de ramificação do $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$ representa uma redução de quase cinco vezes em relação ao valor atualmente estabelecido [5]. No entanto, este novo limite, embora compatível com o valor esperado pelo Modelo Padrão para processos envolvendo correntes neutras, ainda é muito superior aos limites ou valores de razão de ramificação encontrados para os decaimentos de partículas estranhas. Esta diferença entre a ordem de grandeza destes resultados e a dos resultados atualmente disponíveis para partículas

charmosas, é certamente um convite para novos estudos sobre troca de sabor por correntes neutras em quarks pesados.

Esta análise foi feita com o uso de uma amostra de cerca de 100 milhões de eventos e vem confirmar a viabilidade de se efetuar estudos de canais raros em experimentos de produção de partículas contendo quarks pesados com grande estatística. Há atualmente alguns experimentos de física de altas energias que produzirão amostras muito maiores. Um exemplo disso é a E791, uma experiência de hadroprodução de charme também realizada no TPL, que se encontra em fase de reconstrução de dados. Porém, já com algumas análises em andamento. Outra que deverá produzir uma grande amostra de partículas contendo quarks pesados é a E687, experiência de fotoprodução realizada no Fermilab e em fase de análise dos dados. Estes experimentos serão certamente capazes de dar um veredito mais conclusivo sobre a razão de ramificação de canais como o $D^+ \rightarrow \mu^- \mu^+ \pi^+$. Este é, de fato, um dos mais importantes testes a serem realizados no Modelo Padrão e a observação de efeitos devidos a correntes neutras, em primeira ou segunda ordem, poderia mudá-lo profundamente.

Apêndice A

Intervalo de Confiança

Normalmente o resultado de uma medida é apresentado como uma estimativa de um ou mais parâmetros desconhecidos e suas respectivas variâncias. Ou seja, representando este(s) parâmetro(s) por θ , escrevemo-lo como $\hat{\theta} \pm \Delta\hat{\theta}$ ¹. Em algumas situações entretanto, esta não é a forma mais adequada de expressar um resultado.

Uma alternativa para expressar o resultado de um experimento consiste em, ao invés de apresentar o valor estimado para o parâmetro $\hat{\theta}$ e seu erro $\Delta\hat{\theta}$, fornecer uma estimativa de intervalo para o parâmetro desconhecido. A este intervalo é associada uma probabilidade γ entre zero e 1, e o chamamos de um intervalo de confiança de 100γ % para o parâmetro θ . Isso significa que se repetirmos o experimento exaustivas vezes e, construirmos para cada um deles um intervalo da mesma maneira, o verdadeiro valor do parâmetro θ estará contido em 100γ % dos intervalos. Frequentemente estes intervalos são limitados por algum valor de θ , de forma a só conter valores fisicamente possíveis do parâmetro.

Estes intervalos são facilmente construíveis em alguns casos. No limite assintótico, com uma amostra infinita, a estimativa pelo método de Máxima Verossimilhança do

¹Usamos um "acento circunflexo" sobre o parâmetro para distinguir o valor estimado $\hat{\theta}$ do verdadeiro valor θ do parâmetro.

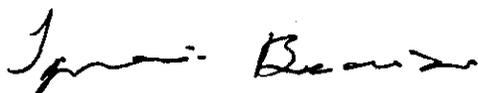
o intervalo. Esta medida ou grau de confiança será proporcional à integral da F.L. sobre o intervalo, normalizada pela integral da função sobre todos os valores fisicamente possíveis do parâmetro.

- [24] Frodesen, A.G., Skjeggstad, O., Tøfte, H., Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget, Oslo, Norway, 1979.
- [25] Eadie, W.T., Drijard, D., James, F.E., Roos, M., and Sadoulet, B., Statistical Methods in Experimental, North Holland, Amsterdam and London, 1971.
- [26] Karchin, P.E., "Measurement of the decays D_s^+ and $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ and $\rho \pi^+$ from Fermilab Experiment E691", memorando Interno da E691(1987).
- [27] Particle Data Group, J.J. Hernández *et al.*, Phys. Lett. 204, 1 (1988).
- [28] Comunicação particular com Paul E. Karchin.

"ANÁLISE EXPERIMENTAL DO MODO DE DECAIMENTO $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$
COM TROCA DE SABOR DO QUARK c POR CORRENTE NEUTRA"

WAGNER DE PAULA CARVALHO

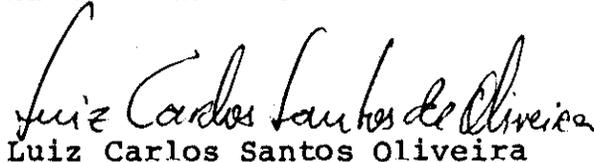
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman - Presidente



Adriano Antonio Natale



Luiz Carlos Santos Oliveira



Alberto Franco de Sá Santoro - Suplente