

Jussara Marques de Miranda

CARACTERÍSTICAS DA PRODUÇÃO HADRÔNICA
DE MÉSONS $D^{*\pm}$

Tese de
DOUTORADO

424 62
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Abril de 1992

Dedico isto e
muito mais,
ao João,
meu Querido

AGRADECIMENTOS

Agradeço

Ao Prof. Santoro por tornar possível minha participação no grupo do LAFEX, e especialmente por sua orientação, dedicação e insuperável paciência no que concerne o trabalho desta tese;

Ao Prof. Steve Bracker agradeço por ter sido mais que um mestre, um mentor, figura central da minha formação profissional;

Ao João por Tudo;

Aos Miranda eu agradeço por manterem viva, em mim, a certeza de que não serei só em nenhuma circunstância;

Ao meu pai pela leitura deste trabalho;

Aos membros da colaboração E769, que se esforçaram por construir este experimento. Em especial agradeço ao Prof. Jeff Appel por sua orientação, ao Lee e ao Rob por sua boa vontade e simpatia;

Aos parceiros de labuta, Alberto, Sandra, Gilvan e Miriam agradeço pela parceria;

À Angela, ao Josh e à galera da 5 Sauk Circle por tornarem minha estadia nos EUA qualquer coisa de melhor;

Ao Ig pelas discussões sempre interessantes, e por me ensinar, através do exemplo, a tentar ser menos enfática;

Ao Moacyr força, especialmente em questões de análise e de software;

Ao que não está aqui no momento mas que contribuiu muito para este trabalho, Guilherme;

Quase que esqueço, agradeço ao meu querido companheiro de sala, Arthur, pelas valiosas discussões;

Ao resto do povo do LAFEX por “sermos” tão agradáveis;

Finalmente, agradeço ao CNPq pelo financiamento deste trabalho.

Resumo

O experimento E769 no Fermilab, usando um feixe de 250 GeV/c de hádrons identificados incidentes em folhas finas de Be, AL, Cu e W, mediu as distribuições em x_F e p_t^2 de $D^{*\pm}$ no canal de decaimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Ajustando as distribuições com as funções $A(1 - x_F)^n$ e $B \exp(-bp_t^2)$, determinamos $n = 3.84 \pm 0.20 \pm 0.06$ e $b = 0.748 \pm 0.034 \pm 0.009$, respectivamente. Não observamos um efeito de *leading particle* significativo como foi sugerido por experimentos anteriores. Determinamos a dependência da seção de choque total com o número atômico de massa como sendo $A^{0.98 \pm 0.05 \pm 0.04}$. As medidas se basearam em 351 ± 16 eventos de mésons $D^{*\pm}$ totalmente reconstruídos, induzidos por feixes de π^\pm e K^\pm . Esta é a maior amostra disponível de $D^{*\pm}$ produzidos com feixe de hadrons.

Abstract

The Fermilab experiment E769, a 250 GeV/c tagged hadron beam incident on thin target foils of Be, Al, Cu, and W, measured the x_F and p_t^2 distributions of $D^{*\pm}$ through the decay mode $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Fitting the distributions to the form $A(1 - x_F)^n$ and $B \exp(-bp_t^2)$, we determined $n = 3.84 \pm 0.20 \pm 0.06$ and $b = 0.748 \pm 0.034 \pm 0.009$, respectively. We observe no significant leading particle effect suggested by earlier experiments. The dependence of the total cross section on the atomic mass number was determined to be $A^{0.98 \pm 0.05 \pm 0.04}$. The measurements were based on 351 ± 16 fully reconstructed $D^{*\pm}$ mesons induced by a π^\pm and K^\pm beam. This is the largest available sample of hadroproduced $D^{*\pm}$.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Produção inclusiva de quarks pesados em interações hádron-hádron	6
1.2	Diagramas de primeira ordem para a produção de quarks pesados: fusão de glúons e aniquilação de pares $q\bar{q}$	8
1.3	Algumas das parametrizações mais utilizadas para as distribuições de quarks e glúons em nucleons[CH90]	10
1.4	Previsões da QCD perturbativa $O(\alpha_S^2)$ para as seções de choque diferenciais para a produção de charme (a) x_F (b) p_t^2 [EL87]	12
1.5	Importância relativa da correção radiativa para as seção de choque diferencial p_t^2 [EL87]	13
1.6	Resultados das colaborações ARGUS e Mark-J comparados a modelo de Peterson para quarks pesados [BA87a]	16
1.7	Forma esquemática de representar a interação entre os pártons 1 e 2 que produzem os pártons 3 e 4 (a) antes e (b) depois da interação (c) um dos diagramas de cor no caso da reação $gg \rightarrow qq$	17
2.1	Geometria característica de eventos charmosos, a formação de um vértice secundário suficientemente separado do primário comum a decaimentos por interações fracas	24
2.2	O espectrômetro da E769	25
2.3	O acelerador e linhas de feixe	27
2.4	Linha de feixe da E769	28
2.5	Um dos 24 módulos do detetor TRD	30
2.6	Eletrônica associada à leitura do TRD	32
2.7	Resposta do TRD para píons e prótons	32
2.8	Frente de onda no efeito Čerenkov	34
2.9	Detetor DISC (medidas em cm)	35
2.10	Curva de pressão do DISC, com exigência de uma coincidência sextupla nas fotomultiplicadoras	36
2.11	Identificação de káons, píons e prótons do feixe da E769	37
2.12	(a) Composição do alvo (b) Posição de vértices primários	38
2.13	Junção p-n;+ e - representam os receptores e doadores fixos na rede cristalina, o e • representam as cargas móveis, “buracos” e elétrons. (a) nenhum potencial externo aplicado; (b) sistema submetido ao potencial externo e ampliação da <i>depletion zone</i>	40
2.14	Seção reta de um plano de detetor de silício	40
2.15	Detetor SMD	41
2.16	(a) Geometria de um plano de uma câmara de arrasto (b) Equipotenciais do campo elétrico no interior da câmara	42
2.17	Orientação dos planos das câmaras de arrasto	43
2.18	Resposta do plano D3-X4 (fita PZ3200) (a) projeção x (b) projeção y	44
2.19	Número de fótons emitidos por metro de caminho percorrido versus momento, para C1 e C2.	47
2.20	Segmentação de C1 e C2	48
2.21	O calorímetro eletromagnético	50

2.22	Hadrômetro	51
2.23	Comparação da energia transversa de eventos hadrônicos ordinários e para eventos charmosos reconstruídos ($D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (cc)$) (histograma hachurado)	53
2.24	Sistema de aquisição de dados da E769	55
2.25	Sistema de aquisição de dados da E791	58
2.26	Dinâmica do DA791.(a) instante inicial, movimento do primeiro fragmento do primeiro evento, (b) movimento do segundo fragmento do primeiro evento conjuntamente ao do primeiro fragmento do segundo evento, (c) sistema em estado de equilíbrio	61
2.27	Sistema de varredura das unidades Exabyte	64
2.28	Protocolo de funcionamento das Exabyte	65
2.29	<i>Movimento dos dados no EFB</i>	68
2.30	Formato dos dados da E791	72
2.31	Tela do programa do DA791	73
3.1	Distribuições para eventos de MC e dados (hachurado) (a) distribuição de x_F (b) distribuição de p_t^2 do D^{*+} (c) χ_t^2 (d) coordenada z do vértice secundário (e) soma dos momentos transversos dos traços carregados que atingem os calorímetros ..	83
4.1	Diferença de massa entre o D^{*+} e o D^0 para o conjunto de dados negativos. A largura mediada da gaussiana do sinal foi $1 \text{ MeV}/c^2$	89
4.2	Distribuições de variáveis usadas na análise do D^{*+} para o sinal de MC e background (hachurado)	90
4.3	Curvas de S/\sqrt{B} e eficiência para (a)RMDIFF; (b)SDZ; (c) PT2DK	91
4.4	Sinais com cortes de análise (a) Total (b) Total com $KPROB > 0.1$ (c) feixe de π (d) feixe de K (e) feixe de prótons	94
4.5	Eficiência do trigger de energia transversa para $E_{t\pi}$ ou E_{tb} para os três períodos de tomada de dados	97
4.6	Curvas de correção á eficiência do corte na probabilidade de identificação de K . Curva contínua determinada com D^+ , curva pontilhada com ϕ	99
4.7	Curvas de “acceptância” para feixe de $K + \pi$	100
4.8	Gráficos de massa para intervalos de x_F (em parênteses) para o caso $K\pi$	101
4.9	Dependência da produção de D^{*+} como função de x_F para os casos $K\pi$, π , π_l e π_{nl} . Ajuste à curva $(1 - x_F)^n$	102
4.10	Valores de n . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de n padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de n para a região R2 e seu valor obtido com a “acceptância” sem cortes de análise	104
4.11	Histogramas de massa em intervalos de $0.75 \text{ GeV}^2/c^2$ em p_t^2 (em parênteses) ..	105
4.12	Resultados da produção de D^{*+} em função de p_t^2 parametrizada pela função $N e^{-bp_t^2}$	106
4.13	Valores de b . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de b padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de b para a região R2 e seu valor obtido com a “acceptância” sem cortes de análise	107
4.14	Gráficos de massa para cada alvo para o caso $K\pi$	109
4.15	Dependência em A para os quatro casos, $K\pi$, π , π_l , e π_{nl}	110

4.16	Valores de α . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de α padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de α para a região R2 e seu valor obtido com a “acceptância” sem cortes de análise 111
4.17	Comparação dos diversos resultados experimentais da dependência em x_F ... 112
4.18	Comparação dos diversos resultados experimentais da dependência em p_t^2 113
4.19	Comparação da distribuição experimental e modelos teóricos 115

LISTA DE TABELAS

1.1 Valores de n e b para parametrizações das curvas da figura 1.5 do tipo $\exp(-bp_t^2)$ [$2.0 < p_t^2 < 10.0 \text{GeV}^2/c^2$] e $(1 - x_F)^n$ [$0.1 < x_f < 0.6$]	12
1.2 Resultados experimentais sobre a dependência em x_F e p_t^2 para a produção de charme	19
2.1 Eficiência e contaminação na separação de píons e protons pelo TRD	33
2.2 Características do alvo	38
2.3 Características do SMD	42
2.4 Características das câmaras de deriva	45
2.5 Especificações dos magnetos [BR88]	46
4.1 Pesos relativos dados pelo sinal do D^{*+} para o cálculo da “acceptância” média	97
4.2 Valores de n , nossa medida padrão tem “acceptância” corrigida pelo trigger (E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})	103
4.3 Valores de b , nossa medida padrão tem “acceptância” corrigida pelo trigger(E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})	108
4.4 Valores de α , nossa medida padrão tem “acceptância” corrigida pelo trigger(E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})	112
4.5 Resumo dos resultados obtidos para os parâmetros que caracterizam a produção do D^{*+}	109
A.1 Dados em intervalos de x_F	119
A.2 Dados em intervalos de p_t^2	119
A.3 Dados por tipo de feixe	119
A.4 MC por tipo de feixe	120
A.5 MC em intervalos de x_F	121
A.6 MC em intervalos de p_t^2	122

Índice

Resumo	iv
Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	viii
Introdução	1
Capítulo 1 – Aspectos gerais, teóricos e experimentais da produção hadrônica de charme	4
1.1 Fenomenologia das interações fortes	5
1.1.1 Modelo a pártons da QCD	5
Seção de choque pontual	7
Distribuição de pártons	8
Espaço de fase	11
1.1.2 Fragmentação de dependência em Λ	14
1.2 Resultados experimentais	17
1.3 O méson $D^{*\pm}$	20
Capítulo 2 – O experimento E769	22
2.1 O feixe	26
2.1.1 Radiação de transição	29
2.1.2 Radiação Čerenkov	33
2.2 O alvo	36
2.3 O espectrômetro	37
2.3.1 Trajetórias	38
Detetor de Vértices	39
Câmaras de arrasto	41
2.3.2 Momento	45
2.3.3 Identificação	47
2.3.4 Energia	48
SLIC	49
Hadrômetro	50
2.4 Sistema de seleção de eventos (<i>trigger</i>)	51
2.4.1 Interação	52
2.4.2 Energia transversa	52
2.5 Sistema de aquisição de dados	54
2.5.1 DA769	54
2.5.2 DA791	56
Ciprico e Exabyte	60
EFB e EBI	66
ACP e software	69

Programa dos tratadores de eventos	70
Programa do chefe	71
Programa do VAX	72
Capítulo 3 – Programas gerais da E769	74
3.1 De dados brutos a reconstruídos	74
3.1.1 PASSO 1	75
3.1.2 PASSO 2/DST	76
3.1.3 PASSO 0	77
3.2 Pré-seleção de eventos (<i>pair-strip</i>)	78
3.3 Monte Carlo (MC769)	79
Geração	80
Digitalização	82
3.3.2 Comparação entre Monte Carlo e dados	82
Capítulo 4 – Análise	84
4.1 O sinal	84
4.1.1 Pré-seleção (D^0 <i>strip</i>)	85
4.1.2 O sinal final	87
4.2 Parâmetros da produção de D^*	93
4.2.1 “Aceptância”	95
Correção do <i>trigger</i> de energia transversa	95
Correção dos Čerenkov	98
4.2.2 Análise em x_f	98
4.2.3 Análise em p_t^2	104
4.2.4 Análise em A	106
4.2.6 Resultados finais	108
4.3 Interpretação dos resultados	110
Comparação com resultados de outros experimentos	111
Comparação com previsões teóricas	113
Conclusões	117
Apêndice A – Tabelas de números de eventos	119
Referências	123

Introdução

Embora as partículas charmosas tenham sido descobertas em 1974, a situação experimental há cinco anos atrás não se configurava muito clara. Os primeiros experimentos realizavam medidas indiretas do comportamento das seções de choque diferencial e total da produção de partículas charmosas, e da dependência da seção de choque com o número de massa do alvo [KE84]. São desta época as medidas do *leading effect* e outras medidas controversas [TAS8], discutidas com detalhe no capítulo 1. Basicamente, as dificuldades experimentais surgiam do imenso *background* das interações hadrônicas, pois a seção de choque do charme é cerca de 10^{-3} vezes menor do que a hadrônica.

Por outro lado, os trabalhos em fenomenologia postulavam várias hipóteses na tentativa de explicar os dados conflitantes, tais como o mecanismo de aniquilação de quarks e fusão de glúons, charme intrínseco e outras, também discutidas no capítulo 1.

Em 1987/88, a Experiência E769 tomou dados no Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab), num espectrômetro convencional no *Tagged Particle Laboratory* (TPL), com o propósito de medir as propriedades de produção das partículas charmosas. Utilizou um feixe misto de hádrons (π , K e p), tanto positivo, quanto negativo, de 250 GeV/c e um alvo segmentado composto de Berílio, Alumínio, Cobre e Tungstênio. Nesta experiência gravou-se cerca de 400 milhões de eventos. Em particular, tencionava medir com precisão as seções de choque diferenciais em x_F e p_t^2 e a dependência da seção de choque com o número de massa, além da seção de choque total da produção de charme. Esta tese é uma contribuição a estas medidas. Resultados preliminares da colaboração

foram publicados nas seguintes referências: [KA89], [ER90], [SU88], [LU90], [NA89c] e [LU91].

Seguindo a trilha do experimento E691, seu predecessor no TPL, a colaboração E769 utilizou um detetor de vértices de alta precisão, o *Silicon Microstrip Detector* (SMD) (descrito no capítulo 2), que possibilitou a identificação dos vértices onde ocorre a criação da partícula charmosa (primário) e seu decaimento (secundário). Como discutido no capítulo 3, isso permitiu a reconstrução precisa dos eventos, eliminando grande parte do *background* hadrônico. Além disso, a E769 utilizou detetores no feixe que possibilitavam a identificação das partículas incidentes.

A E769 obteve a maior amostra de eventos charmosos produzidos por feixe de hádrons do mundo, com cerca de 3500 partículas charmosas totalmente reconstruídas. Dentre as diferentes partículas charmosas estudadas em alguns decaimentos pelo citado experimento, apresentamos, nesta tese, várias medidas de parâmetros que descrevem o comportamento da seção de choque diferencial em x_F e p_t^2 do $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ †. Medimos também a dependência da seção de choque total com o número de massa. Este estudo se deu no Laboratório de Cosmologia e Física Experimental de Altas Energias (Lafex) do CBPF.

O experimento seguinte no TPL, o E791, gravou cerca de 20 bilhões de eventos, o que permitirá reconstrução de cerca de 200000 partículas charmosas. Participamos da construção e implementação de seu sistema de aquisição de dados - o mais rápido que temos notícia em Altas Energias. Com esta amostra - cerca de 10 vezes mais do que toda a estatística acumulada em experimentos de alvo fixo - pretende-se estudar não só a produção hadrônica de charme, num domínio do espaço de fase mais amplo do que o da E769, como também as características do decaimento do charme, estendendo os trabalhos da E691 e por fim, procurando decaimentos raros e possíveis violações do modelo padrão.

Esta tese se organiza em cinco capítulos. No primeiro fazemos uma revisão teórica e experimental da produção de charme, discutindo a abordagem perturbativa da Cromodinâmica Quântica (QCD) e outras propostas alternativas. Apresentamos um pano-

† Complexo conjugado implícito ao longo de todo o texto.

rama da produção de charme por experimentos de alvo fixo, revisando os vários resultados experimentais relacionados com as medidas efetuadas. No segundo capítulo, o mais extenso, apresentamos o experimento E769 e o sistema de aquisição de dados do E791. A seguir, descrevemos o *software* geral da experiência, o que inclui a reconstrução dos dados, o programa de pré-seleção dos dados e o programa de Monte Carlo. Finalmente, no quarto capítulo apresentamos a análise dos dados e a interpretação dos resultados. Concluimos, como é de praxe, com um pequeno resumo dos nossos resultados.

Aspectos gerais, teóricos e experimentais da produção hadrônica de charme

Neste capítulo abordamos alguns dos principais aspectos da produção de partículas charmosas por interações hadrônicas, menos com o intuito de prover uma revisão completa do vasto e complexo assunto do que o de coleccionar os temas diretamente relacionados aos resultados experimentais apresentados no decorrer do trabalho.

O estudo de interações hadrônicas se auto-motivaria pelo simples fato de contribuir para a ampliação do nosso espectro de conhecimento da natureza. Particularmente a produção de charme se destaca pela possibilidade de se enquadrar no limite de validade da Cromodinâmica quântica (QCD) perturbativa, abordagem esta decorrente da teoria que se acredita descrever as interações fortes. Neste caso, a produção de charme configuraria uma ponta de prova para a estrutura dos hádrons e um campo de testes para a QCD.

Na primeira parte do capítulo discutimos a fenomenologia da produção de quarks pesados, com ênfase descrição do modelo a pártons da QCD, que atualmente aparece como a melhor descrição das interações hadrônicas “duras” em altas energias. Discutimos as seções de choque diferenciais, incluindo apenas os termos de primeira ordem na série perturbativa, o motivo dessa economia tornar-se-á claro mais adiante. No segundo bloco discutimos a não trivial tarefa de comparação entre as previsões teóricas e os resultados experimentais. O ofício passa pela compreensão do obscuro processo de fragmentação

(ou hadronização), pelo qual os quarks produzidos se transformam em hádrons que sensibilizam os detetores. Os resultados teóricos são apresentados para interações entre hádrons ao passo que, em experiências como a E769, hádrons interagem com núcleos atômicos e portanto, devemos considerar o comportamento da produção com o número de massa dos elementos do alvo. Felizmente a E769, com seus quatro tipos de alvo, mediu diretamente esta dependência. Na terceira parte do capítulo revisamos o *status* experimental. Finalmente, a última seção aborda algumas particularidades do méson $D^{*\pm}$ com o qual trabalhamos.

1.1. Fenomenologia das interações fortes

1.1.1. Modelo a pártons da QCD

A QCD é a teoria das interações fortes entre quarks e glúons. Formalmente, a lagrangiana da QCD [LE85] é suficiente para a obtenção das regras de Feynman [RY85] necessárias no tratamento perturbativo da teoria. No decorrer do cálculo dos gráficos de Feynman surgirão divergências, que devido à renormalizabilidade da teoria, serão reabsorvidas em definições de constante de acoplamento renormalizadas, massas e campos. Uma série de dificuldades nas previsões da QCD surgem, basicamente, devido à características da constante de acoplamento forte. A aplicabilidade da QCD perturbativa restringe-se a processos envolvendo altos momentos transferidos, quando atinge-se o limite de liberdade assintótica.

A possibilidade de predição de processos envolvendo interações entre hádrons se deve à hipótese de fatorização da teoria [EL88]. A fatorização permite separar a amplitude de espalhamento entre hádrons, em uma parte que envolve grandes trocas de momento e uma segunda parte que agrega todos os efeitos de baixa energia. A primeira parte, também conhecida como espalhamento duro, pode então ser tratada perturbativamente. A outra metade, caracteriza os tipos de hádrons envolvidos e é descrita por distribuições de pártons no interior dos hádrons, obtidas experimentalmente. A fórmula 1.1, também conhecida como fórmula de fatorização, recupera boa parte da estrutura do modelo a pártons [FE72], desenvolvido no início da década de 70 para explicar os resultados de experimentos de espalhamento profundamente inelástico [FR72][MI72].

Segue-se a fórmula que descreve a seção de choque diferencial inclusiva para a produção de quarks pesados [NA89a], traduzindo o processo ilustrado na figura 1.1

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \left[\frac{d^2\hat{\sigma}_{ij}(x_1 P_A, x_2 P_B, k, m_Q, \mu)}{dx_F dp_t^2} \right] f_i^A(x_1, \mu) f_j^B(x_2, \mu) \quad (1.1)$$

$f_i^{A,B}$ são as distribuições de momento para pártons do tipo i ou j nos hádrons A ou B e $\hat{\sigma}$ é a seção de choque de curto alcance, calculada como série de potências na constante de acoplamento $\alpha_S(\mu^2)$, onde μ é a escala de energia arbitrária. O espaço de fase vem descrito pelas variáveis x_F (x de Feynman) e p_t^2 . Define-se x_F de uma partícula no referencial do centro de massa da interação, como a projeção do momento da partícula (p_l) na direção do feixe incidente normalizado pelo seu valor máximo permitido cinematicamente, $x_F = 2p_l/\sqrt{s}$, sendo \sqrt{s} a energia total no centro de massa. Naturalmente, p_t é a componente do momento da partícula na direção transversa à do feixe.

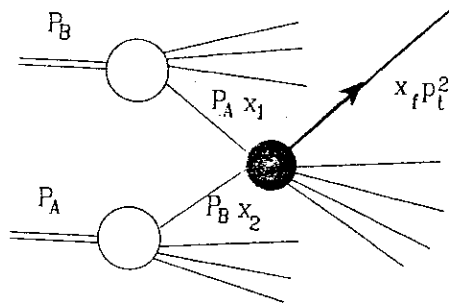


Figura 1.1. Produção inclusiva de quarks pesados em interações hádron-hádron

O processo físico representado no lado esquerdo da equação 1.1 não pode depender de artifícios teóricos como a escala μ . Se todos os termos na expansão de $\hat{\sigma}$ forem incluídos e se a evolução das funções de estrutura acompanharem esta precisão, a dependência com μ no lado direito da equação deve se cancelar. No entanto, na prática,

conhece-se apenas uns poucos termos da série, de forma que a escolha da escala arbitrária pode afetar as previsões. A partir da segunda ordem, $\hat{\sigma}$ passa a depender do esquema de renormalização e deve-se tomar cuidado para garantir a consistência dos resultados usando distribuições de pártons de precisão equivalente.

Motivada pela estrutura da expressão (1.1) discutimos a seguir, separadamente, cada um de seus termos. É necessário inicialmente, justificar a não inclusão de termos de segunda ordem na expansão perturbativa, sabendo da grande importância de sua contribuição. Embora a correção represente um fator ~ 3 no cálculo da seção de choque total para charme [NA88], está demonstrado [NA89b] que a seção de choque diferencial essencialmente não se alterou. Na prática a motivação mais contundente é inexistência de funções de estrutura de precisão compatível para o pión, nosso feixe de maior importância.

Seção de choque pontual

As contribuições de primeira ordem em α_s para a seção de choque pontual para a produção de quarks pesados, conhecidas desde 1978 [GL78][CO79], provém do cálculo dos diagramas de fusão de glúons e aniquilação de quarks leves (figura 1.2). Ainda em primeira ordem temos contribuições dos chamados gráficos de excitação de sabor, onde a sonda interage diretamente com quarks pesados do mar : $qQ \rightarrow qQ$ e $gQ \rightarrow gQ$. Este tipo de gráfico, em primeira ordem, traz dois tipos de inconvenientes: por limitações cinemáticas, não se pode acomodar em uma única colisão os dois componentes do par $Q\bar{Q}$, de forma que o destino de um deles fica em aberto; no decorrer do cálculo surgem divergências que impõem a introdução de um *cut-off* arbitrário que acaba interferindo nos resultados. Com a segunda ordem, essas dificuldades são contornadas. No entanto a contribuição deste tipo de gráfico para a seção de choque é desprezível devido ao valor da massa dos quarks pesados, a partir do charme.

Decorrente do mecanismo de renormalização, a constante de acoplamento para um determinado valor de Q^2 (quadri-momento transferido) é descrita como função da constante de acoplamento para um valor de referência de momento transferido, μ^2 . Para $Q^2 > \mu^2$, a aproximação *leading-log* é válida e se expressa $\alpha_s(Q^2)$ por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + B\alpha_s(\mu^2)\ln(Q^2/\mu^2)} = \frac{1}{B \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.2)$$

onde $B = (33 - 2N_f)/12\pi$ e $\Lambda_{QCD} = \mu^2 \exp[-1/B \alpha_S \mu^2]$. Na condição do número de sabores de quark $N_f < 16$, α_S decresce com Q^2 demonstrando o caráter de liberdade assintótica esperado. O parâmetro Λ_{QCD} deve ser obtido experimentalmente, e está acoplado às medidas das funções de estrutura, abordadas adiante.

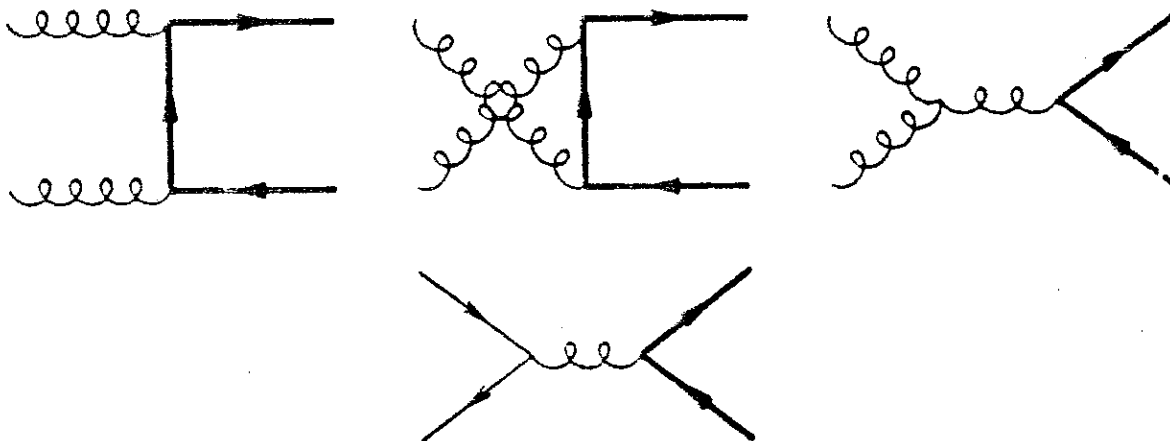


Figura 1.2. Diagramas de primeira ordem para a produção de quarks pesados: fusão de glúons e aniquilação de pares $q\bar{q}$

Uma série de dificuldades teóricas afloram do cálculo da seção de choque pontual, especialmente para a produção de charme, quando se questiona a própria validade do tratamento perturbativo, questão esta que só será respondida com a confirmação experimental de previsões teóricas. O primeiro estorvo aparece na escolha do valor da massa de corrente do charme m_c , presente nos elementos de matriz. Outra grande fonte de problemas é a estimativa do valor de α_S , que agrega incertezas na determinação do parâmetro Λ_{QCD} , na avaliação do número de sabores ativos (N_f), efeitos decorrentes do truncamento da expansão perturbativa e ainda a escolha da escala arbitrária μ . Normalmente escolhe-se $\mu^2 \sim m_Q^2$ para impedir a aparição de grandes termos logarítmicos no cálculo de α_S .

Distribuições de pártons

A teoria não fornece as distribuições de pártons, estas são portanto obtidas indiretamente através de medidas experimentais a energias moderadamente altas. A equação

de Altarelli -Parisi [AL77] descreve o comportamento das distribuições para qualquer energia.

Normalmente extrai-se as funções de estrutura para quarks em nucleons com experimentos de espalhamento profundamente inelástico. As seções de choque medidas relacionam-se com as funções de estrutura pela fórmula do modelo a pártons, equação 1.3 para a reação $e + p \rightarrow l + \chi$

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\mp)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^2} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1-y) F_2(x, Q^2) \pm (y - \frac{y^2}{2}) x F_3(x, Q^2) \right] \quad (1.3)$$

onde x e y são as variáveis de Bjorken: $x = \frac{Q^2}{2M_p\nu}$; $y = \frac{2P \cdot q}{s}$

O caso dos glúons é bastante mais complexo, pois não contribui em primeira ordem na reação mencionada acima. Neste caso sua função de estrutura é obtida de forma ainda mais indireta através regras de soma de momento. A única forma direta de obtenção da contribuição do glúons é com o processo $\gamma N \rightarrow J/\psi + \chi$. O precário conhecimento desta contribuição representará uma parte considerável das incertezas teóricas, visto que os glúons são grandes responsáveis pelas interações entre hádrons.

No caso de píons as medidas disponíveis provém da interações hadrônicas com feixe de píons em alvos fixos produzindo j/ψ (distribuição de quarks) ou pares de muons (distribuição de glúons). Nestas medidas utiliza-se a função de estrutura dos nucleons medidas em experimentos de espalhamento de léptons.

Em primeira ordem, as densidades de pártons coincidem com as funções de estrutura do modelo a pártons original, apenas com uma dependência explícita em Q^2 , cujo comportamento é dado pela equação de Altarelli-Parisi abaixo:

$$\frac{df_A^a(x, Q^2)}{d(\ln Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} = \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{2\pi} [P^{(1)}(x)]_b^a \otimes f_A^b(x, Q^2) \quad (1.4)$$

onde o símbolo \otimes significa a integral de convolução na variável y ; $[P^{(1)}(x/y)]_b^a$ representa em primeira ordem, a probabilidade do párton b de fração de momento y do hádron emitir um párton a com x/y de fração de momento do párton b .

Com o propósito de utilizar todo o material experimental disponível e facilitar o acesso às distribuições de pártons evoluídas, foram desenvolvidas uma série de parametrizações em aproximações analíticas. A forma específica de consideração dos resultados

experimentais (nem sempre consistentes entre si) e a forma numérica de solução da equação de evolução e ajuste de parâmetros, acaba por interferir no comportamento das funções parametrizadas, veja-se, na figura 1.3, uma comparação entre as parametrizações mais populares para a distribuição de glúons em nucleons. Por este motivo, normalmente apresenta-se resultados com mais de um conjunto de parametrizações. No caso deste trabalho teremos que nos restringir ao conjunto de Duke e Owens (DO) [DU84][OW84], por ser o único referente a píons.

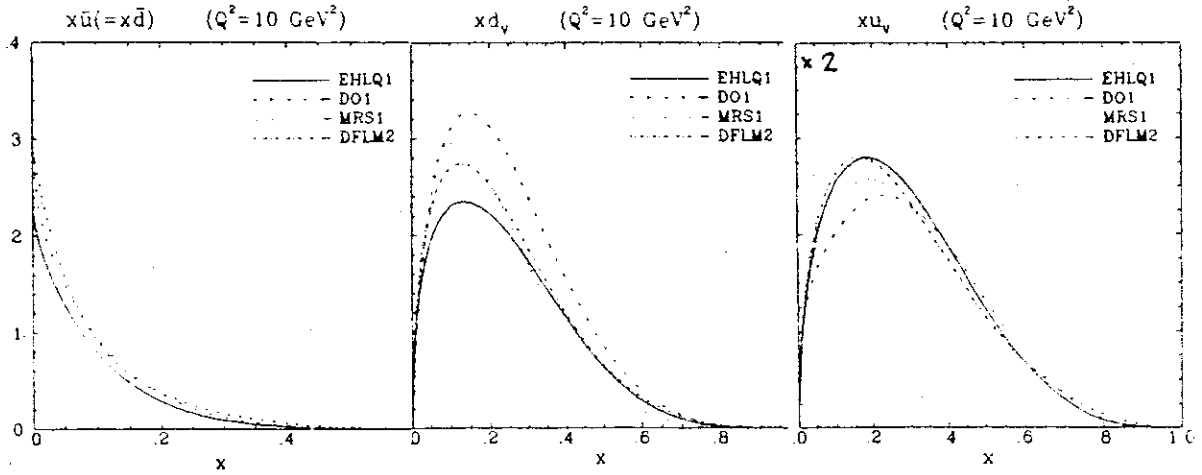


Figura 1.3. Algumas das parametrizações mais utilizadas para as distribuições de quarks e glúons em nucleons[CH90]

As densidades de pártons DO são parametrizadas em um valor de referência $Q_0^2 = 4\text{GeV}^2$, em seguida evoluídas através de integração numérica da equação 1.4 até o valor de Q^2 das medidas experimentais. Efetua-se então um ajuste global para a determinação definitiva dos parâmetros incluindo a escala Λ_{QCD} . Há uma grande correlação entre Λ_{QCD} e a distribuição de glúons. Devido à má qualidade das medidas concernentes a glúons, determinaram-se dois conjuntos de parâmetros, DO1 e DO2 relativos a diferentes formas da distribuição de glúons:

$$\begin{array}{lll}
 \text{DO1} & \Lambda_{QCD} = 200\text{MeV} & xG(xQ_0^2) \sim (1 + 9x)(1 - x)^6 \\
 \text{DO2} & \Lambda_{QCD} = 400\text{MeV} & xG(xQ_0^2) \sim (1 + 9x)(1 - x)^4
 \end{array}$$

A parametrização para os quarks de valência para nucleons é da forma:

$$\begin{aligned}x(u + v + d_v) &= N_{ud}x^{\eta_1}(1-x)^{\eta_2}(1-\gamma_{ud}x) \\x d_v &= N_d x^{\eta_3}(1-x)^{\eta_4}(1+\gamma_d x)\end{aligned}\tag{1.5}$$

onde,

$$\begin{aligned}N_{ud} &= 3/\{B(\eta_1, \eta_2 + 1)[1 + \gamma_{ud}\eta_1/(\eta_1 + \eta_2 + 1)]\} \\N_d &= 1/\{B(\eta_3, \eta_4 + 1)[1 + \gamma_d\eta_3/(\eta_3 + \eta_4 + 1)]\}\end{aligned}$$

e $B(x, y)$ são as funções Beta de Euler.

Para os quarks de valência dos píons:

$$xv_\pi = x^a(1-x)^b/B(a, b+1)\tag{1.6}$$

Em ambos os casos, as distribuições de quarks do mar e dos glúons são representadas por :

$$Ax^a(1-x)^b(1+\alpha x + \beta x^2 + \gamma x^3)\tag{1.7}$$

Todos os parâmetros são escritos em forma quadrática da variável $s = \ln[(\ln Q^2/\Lambda)/(\ln Q_0^2/\Lambda^2)]$ e seus valores numéricos encontram-se listados nas referências [DU84] e [OW84].

Espaço de fase

As figuras 1.4a e 1.4b extraídas da referência [EL87] mostram as previsões da QCD $O(\alpha_s^2)$ para a dependência da produção de charme em interações πN e $p N$ com x_F e p_t^2 , respectivamente. Nas figuras a energia do feixe incidente é de 300 GeV, e apresenta-se resultados para dois valores da massa do charme $m_c = 1.2 \text{ GeV}/c^2$ e $m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$. Usando uma parametrização do tipo $(1-x_F)^n$ na região de $x_F > 0.1$ para a dependência

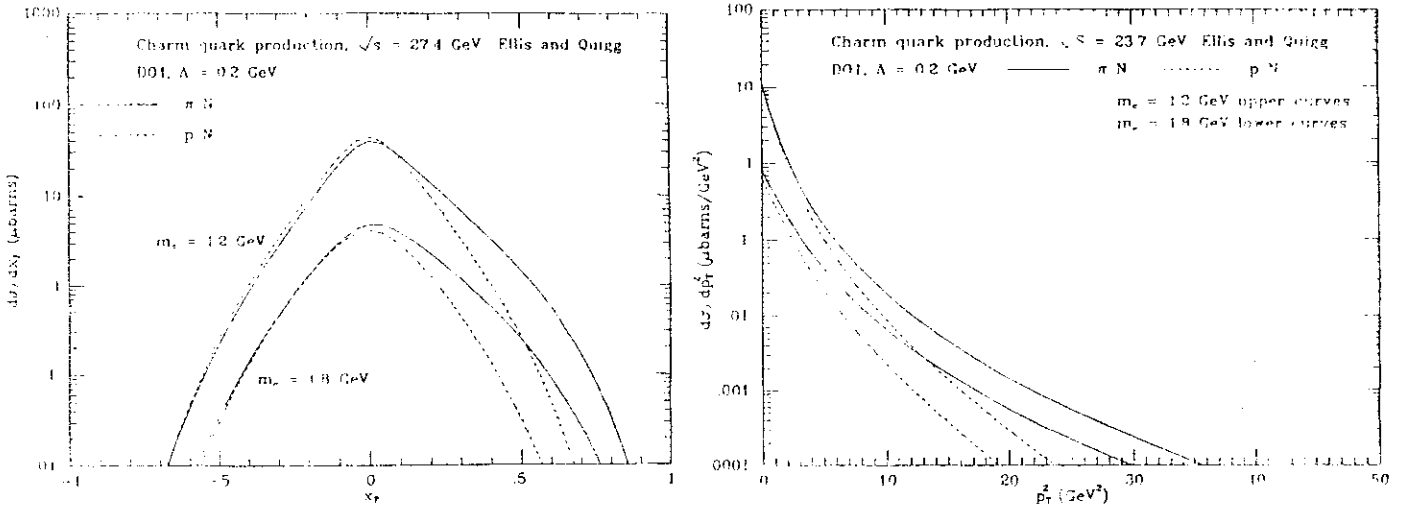


Figura 1.4. Previsões da QCD perturbativa $O(\alpha_s^2)$ para as seções de choque diferenciais para a produção de charme (a) x_F (b) p_T^2 [EL87]

com x_F e $\exp[-bp_T^2]$ com p_T^2 , obtemos para as 8 curvas da figura 1.4 os valores tabelados a seguir.

	p-N		π -N	
	n	b	n	b
$m_c = 1.2 \text{ GeV}/c^2$	7.8 ± 0.2	0.74 ± 0.01	5.0 ± 0.2	0.62 ± 0.03
$m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$	7.7 ± 0.2	0.59 ± 0.01	4.7 ± 0.2	0.53 ± 0.01

Tabela 1.1. Valores de n e b para parametrizações das curvas da figura 1.5 do tipo $\exp(-bp_T^2)[2.0 < p_T^2 < 10.0 \text{ GeV}^2/c^2]$ e $(1 - x_F)^n[0.1 < x_F < 0.6]$

Segundo os autores P.Nason, S.Dawson e R.K.Ellis [NA89b], a análise de correções radiativas para a produção de charme é muito difícil e, portanto, eles não apresentam qualquer estimativa dos erros teóricos. O baixo valor de m_c , acarreta instabilidades na evolução das distribuições de pártons para baixas energias. Os resultados, no entanto, servem para esclarecer que nenhuma mudança qualitativa seção de choque diferencial ocorre quando incluímos termos até $O(\alpha_s^3)$. A figura 1.5 [EL87] ilustra a importância relativa da correção radiativa para a distribuição em p_T^2 . Não se percebe qualquer intensificação para a produção a altos valores de x_F . Em primeira ordem não aparece diferença

entre a produção de quarks e anti-quarks. Quando inclui-se correções radiativas, efeitos de interferência entre determinados gráficos de Feynman fazem surgir assimetrias, que se manifestariam como uma pequena diferença na produção total de D^- e \bar{D}^0 em relação a D^+ e D^0 .

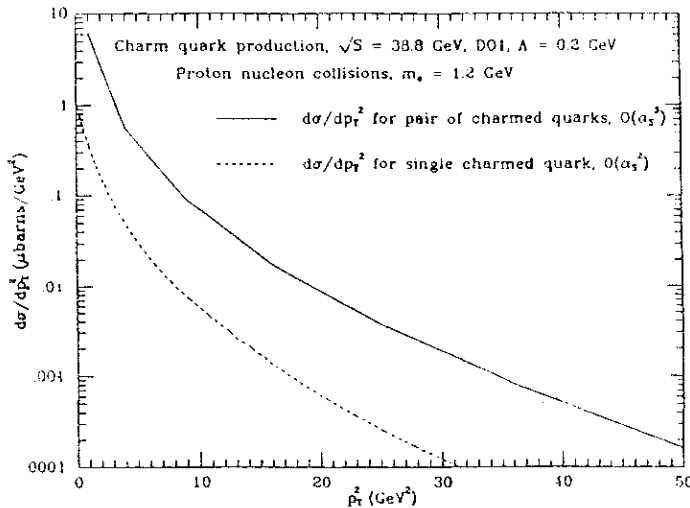


Figura 1.3. Importância relativa da correção radiativa para as seção de choque diferencial p_t^2 [EL87]

Modelos fenomenológicos difrativos, caracterizados por baixos momentos transferidos, explicam bastante bem a produção de mésons leves [AL81][BE75]. Neste caso observa-se uma produção descentralizada, que privilegia a região de alto x_F , traduzida em um valor do parâmetro $n \sim 1 - 2$. Os primeiros valores medidos para o parâmetro n indicavam um comportamento menos central que o previsto pela QCD e acima de tudo, uma forte assimetria entre a produção de mésons D^+ e D^- em interações π_N . Valores mais recentes, medidos com maior estatística, confirmam uma produção central e um assimetria menos acentuada (veja seção 1.3). Esta aparente discordância com previsões da QCD motivou a proposta de alguns modelos alternativos [CO79][BR80][BR81][BA82]. No entanto, essas propostas que sugeriam componentes difrativas na produção do par $Q\bar{Q}$, esbarram em dificuldades para previsão de outras características da produção [BA87a]. Ao mesmo tempo a QCD, com a inclusão de correções radiativas, resolve sua maior dificuldade: a da previsão da seção de choque total. Apoiam ainda a QCD as novas medidas diretas da dependência com o número de massa, que indicam um

comportamento linear da produção de charme. Uma possibilidade ainda aceita para explicar o comportamento diferencial assimétrico tem inspiração na idéia de recombinação, proposta originalmente para a produção de mesons leves. Este tipo de modelo não prevê a produção do par $Q\bar{Q}$, mas sim como esses se recombinaem, para formar hádrons. Haveria uma tendência desses quarks produzidos em interações “duras” a se combinarem aos quarks de valência, subprodutos da interação hadrônica, originando assimetrias especialmente na região de alto x_F . De qualquer forma este modelo seria melhor enquadrado na seção 1.1.2 em que discutimos o processo de fragmentação.

1.1.2. Fragmentação e dependência em A

A comparação das previsões, discutidas nas seções anteriores, passa pela dependência da produção de charme com o número de massa dos elementos do alvo e pelo processo de fragmentação.

Usualmente assume-se um comportamento da seção de choque diferencial em interações hádron-núcleo proporcional a A^α , onde A é o número de massa do núcleo e α um parâmetro determinado experimentalmente, ou seja :

$$\frac{d^2\sigma_{A-H}}{dx_d p_t^2} = A^\alpha \frac{d^2\sigma_{H-H}}{dx_F dp_t^2} \quad (1.7)$$

O raio nuclear se comporta como $R = 1.2A^{1/3}$ [fm]. Para a seção de choque inelástica por exemplo, interessa a área da seção reta do volume nuclear de forma que se espera um comportamento $\sim A^{2/3}$. Recentemente obteve-se $\sigma_{in} \sim A^{0.71 \pm 0.05}$ [SA90], para interações ineláticas pA a 800 GeV, portanto consistente com o valor estimado.

No caso de interações nas quais todos os nucleons sejam igualmente acessíveis, espera-se uma seção de choque proporcional ao volume nuclear ou $\alpha = 1$. Este é precisamente o caso para previsões da QCD para a produção de quarks pesados resultantes de interações “duras”. Pequenos desvios deste valor podem ser compreendidos com argumentos de absorção do estado final se $\alpha < 1$ ou efeitos cooperativos de espalhamento múltiplo para $\alpha > 1$. Naturalmente esta é uma abordagem bastante simplificada para o tema, na verdade observa-se experimentalmente que α não é constante, varia com p_t e x_F , especialmente para interações moles. No entanto esta complexidade foge ao âmbito deste trabalho.

A forma pela qual quarks produzidos em interações “duras” se materializam em hádrons, é governada por processos “moles”, não perturbativos e que não podem ser explicitamente calculados. Acredita-se, no entanto, que a fragmentação esteja temporalmente separada da produção e representaria uma extensão da fórmula de fatorização. Novamente acredita-se que o processo de hádronização seja simplificado para quarks pesados. Um quark suficientemente pesado ($m_{quark} \simeq m_{hadron}$) perde muito pouca energia para gerar hádrons, e podemos simplesmente ignorar a fragmentação. Certamente o charme não se enquadra nesse limite. O tratamento da fragmentação é eminentemente empírico, mas muitos casos dispensam uma abordagem completa. Para a produção inclusiva, necessita-se compreender a hadronização de uma única partícula, e este é precisamente o caso que abordaremos.

Por conservação de cor, o quark espalhado numa colisão “dura” tem cor oposta ao restante do sistema. Esses dois segmentos da interação, embora separados espacialmente permanecem “ligados” pelo campo de cor. A imagem que se faz é que as linhas de força desse campo concentram-se em torno do eixo que os separa. Ao se afastarem, as linhas de campo esticam e se rompem materializando pares $q\bar{q}$, que “ocuparão” os novos extremos criados. Naturalmente, cada segmento produzido nesse processo é incolor. As rupturas prosseguem até que a energia do segmento seja insuficiente para a criação de novos pares este é então identificado como hádron.

Se o párton se move muito rapidamente a hadronização se desenvolve localmente e podemos supor que só depende do próprio párton, neste caso podemos representar a hadronização por uma única variável. Normalmente a variável é escolhida a fração de energia do quark que o hádron carrega: $z = E_H/E_q$ (ou x_F/\hat{x}_F , \hat{x}_F e x_F se referem ao quark e ao hádron respectivamente) $0 \leq z \leq 1$. Escreve-se a seção de choque inclusiva para a produção de hádrons como:

$$\frac{d\sigma}{dE_H}(AB \rightarrow H\chi) = \sum_q \frac{d\sigma}{dE_q}(AB \rightarrow q\chi) D_q^H(E_H/E_q) \frac{dE_q}{E_q} \quad (1.8)$$

onde D é a função de fragmentação ; $D_q^H(z)dz$ representa a probabilidade do quark q gerar um hádron H , com fração de sua energia entre z e $z + dz$.

As funções de fragmentação são extraídas experimentalmente e, valendo as hipóteses descritas acima, elas independem do processo produção do quark. Ou seja, funções

obtidas em interações e^+e^- podem ser utilizadas em interações hadrônicas. Para quarks pesados, que perdem pouca energia para produzir hádrons, $z \sim 1$. Dados de experiências de e^+e^- confirmam esta idéia (figura 1.6)

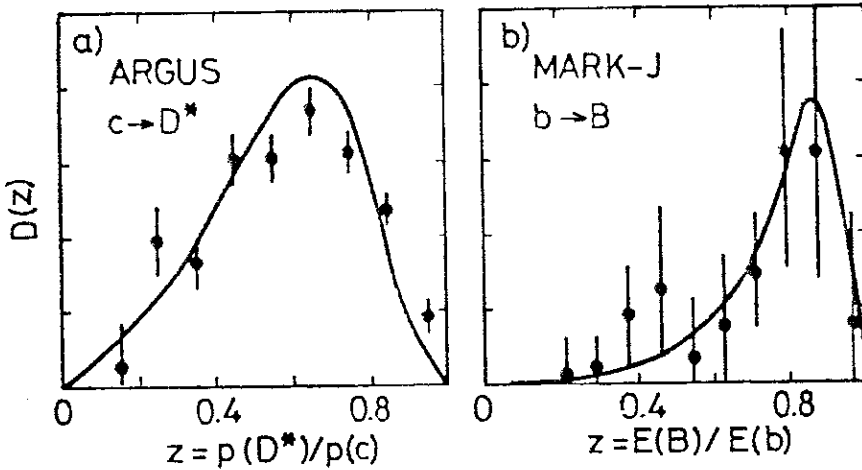


Figura 1.6. Resultados das colaborações ARGUS e Mark-J comparados a modelo de Peterson para quarks pesados [BA87a]

Uma série de modelos práticos foram desenvolvidos para possibilitar simulações de Monte Carlo do processo de fragmentação. O pioneiro destes modelos foi o chamado de fragmentação independente, desenvolvido por Feynman e Field [FI78]. Posteriormente surgiram outros que utilizavam parametrizações fundadas em idéias da QCD, que mostraram-se mais eficientes. Dentre esses destaca-se o modelo desenvolvido pelo grupo de Lund [BE87]. Acessível pelo programa JETSET 6.3 [SJ86] utilizado no Monte Carlo da nossa colaboração (ver seção 3.3).

Nesse modelo, as linhas do campo de cor são representadas por cordas de tensão constante $k \equiv g^2/4\pi \sim 0.2 \text{ GeV}^2$ (onde g é a constante de acoplamento forte), esta definição é consistente com a fenomenologia de Regge [CO69]. Os glúons sendo bicolores, são representados por dobras, onde a cada lado da dobra associa-se uma cor. Quando os objetos (quarks, glúons ou conjuntos de quarks e glúons) se afastam, sua energia cinética transforma-se em energia potencial possibilitando o rompimento da corda pela criação de pares $q\bar{q}$. A probabilidade de um determinado tipo de quark se materializar neste processo é proporcional a $\exp(-\pi m_q^2/k)$. Isso significa probabilidades relativas para $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c}$ de $1 : 1 : 0.37 : 10^{-10}$ ($m_s \sim 0.25 \text{ GeV}/c^2$; $m_c \sim 1.2 \text{ GeV}/c^2$).

Fica claro por que se espera que quarks pesados a partir do charme sejam produzidos majoritariamente em interações “duras”.

Em interações e^+e^- produzindo quarks pesados, a corda inicial é bastante simples, e naturalmente os hádrons formado a partir dai terão um fração da energia do par inicial, que é essencialmente a própria energia total do feixe. Neste caso, o modelo Lund apresenta excelentes resultados para a produção de diversos mesons charmosos [BO88]. A idéia do modelo Lund se estende a interações hadrônicas, a comparação experimental direta é impossível porque não se conhece a energia da interação pontual. ‘

Topologicamente a estrutura das interações se complica porque todos os subprodutos da interação participam, posto que são coloridos. A figura 1.7 exemplifica um dos diagramas de fluxo de cor da reação $gg \rightarrow q\bar{q}$ [GU82]. Embora o par criado na interação dura não disponha da energia total como no caso e^+e^- , isso não garante que o hádron tenha energia inferior à do quark, ou seja ele pode receber energia de outro subproduto da interação. A própria concepção da variável z , definida acima, torna-se válida só para cada segmento de corda. Neste modelo, a idéia de recombinação mencionada na seção anterior decorre automaticamente.

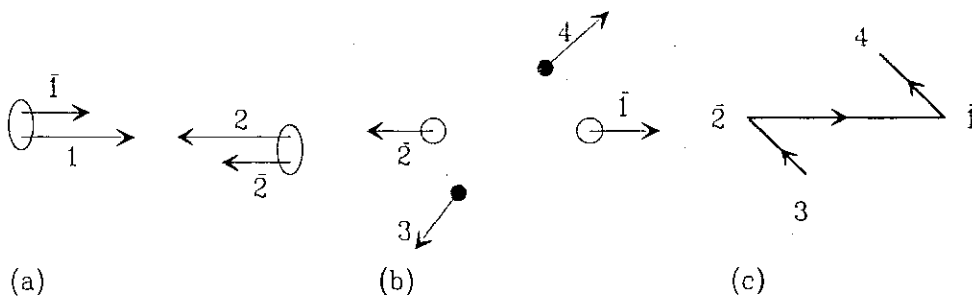


Figura 1.7. Forma esquemática de representar a interação entre os páttons 1 e 2 que produzem os páttons 3 e 4 (a) antes e (b) depois da interação (c) um dos diagramas de cor no caso da reação $gg \rightarrow q\bar{q}$

1.2. Resultados experimentais

Desde a descoberta do quark charmoso, em 1974 [AU74a][AU74b], tem-se trabalhado continuamente no sentido de ampliar a compreensão de suas características de produção e de decaimento. No tocante à produção, os resultados coletados até o início da

década de 80 são basicamente controversos, marcados por baixa estatística e efeitos sistemáticos mal-compreendidos, impostos pelas técnicas utilizadas para eliminar o *background*. Alguns exemplos desta geração ,seriam [RI80] e [AB82]. Os experimentos de charme sofreram uma mudança qualitativa com a habilidade experimental de separar os pontos de produção e de decaimento. Tipicamente as partículas charmosas decaem por interação fraca, o que significa que caminham algumas centenas de microns nos experimentos de alvo fixo que discutiremos. Apresentamos mais a diante os resultados de três experimentos da nova geração que tratam particularmente do tema de produção hadrônica de charme aberto: LEBC (NA27 – CERN/ E743 – Fermilab); NA32 – CERN; WA82 – CERN.

A maioria dos experimentos apresenta a seção de choque diferencial escolhendo as variáveis x_F e p_t para representar o espaço de fase. Note -se que, aqui, estas variáveis se referem aos hádrons e não aos quarks conforme a equação (1.1). A parametrização que unifica resultados disponíveis, da dependência em x_F e p_t tem a seguinte forma:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2} \quad (1.9)$$

A parametrização em x_F é sugerida a partir de argumentos de QCD [GU79], válidos no limite $x_F \rightarrow 1$, e para hádrons produzidos diretamente, não provenientes de decaimentos. Como a maioria das medidas não se enquadra nestes requisitos, esta parametrização deve ser encarada fundamentalmente como uma forma conveniente e unificada de apresentação de resultados, assim como o comportamento em p_t^2 .

Um dos resultados mais intrigantes dos últimos tempos, no tocante à produção de charme é o chamado *leading effect*, observado pelo experimento NA27 e confirmado de forma menos acentuada pelo experimento NA32. Trata-se de uma assimetria na produção de partícula e anti-partícula na região de alto x_F , favorecendo hádrons que contenham um quark de valência presente no feixe. Este tipo de produção assimétrica e não central da magnitude proposta pelo experimento NA27 não seria justificável pela QCD, se o processo de fragmentação não desempenhar um papel fundamental. Um efeito menos acentuado no entanto seria facilmente acomodado.

Experimentos LEBC (NA27 – CERN/ E743 – Fermilab) — Os experimentos NA27 e E743 utilizaram a câmara de bolhas Lexan (LEBC) como alvo (hidrogênio

	feixe	alvo	particula	n°eventos	n	b	ref.		
NA27	$\pi^-(360)$	H	D	57	3.8 ± 0.63		[AG85]		
			$l-D$		$1.8 \pm_{0.5}^{0.6}$		[AG85]		
			$nl-D$		$7.9 \pm_{1.4}^{1.6}$		[AG85]		
	$p(400)$	H	D	48		$1.18 \pm_{0.16}^{0.18}$	[AG85]		
			D	119	4.9 ± 0.5	1.0 ± 0.1	[AG87]		
			D^+		3.1 ± 0.8	0.8 ± 0.1	[AG87]		
			D^0		8.1 ± 1.9	1.5 ± 0.3	[AG87]		
E743	$p(800)$	H	D		8.6 ± 2.0	0.8 ± 0.2	[AM88]		
NA32	$\pi^-(200)$	Si	D	114	$2.5 \pm_{0.3}^{0.4}$	$1.06 \pm_{0.11}^{0.12}$	[BA88]		
			$l-D$	54	$2.1 \pm_{0.4}^{0.5}$	$1.22 \pm_{0.17}^{0.2}$	[BA88]		
			$nl-D$	60	$3.3 \pm_{0.5}^{0.6}$	$0.91 \pm_{0.11}^{0.12}$	[BA88]		
			D^{*+}	46	$2.8 \pm_{0.9}^{1.1}$	$0.9 \pm_{0.2}^{0.3}$	[BA88]		
			$l-D^{*+}$	27	$4.7 \pm_{1.6}^{1.9}$		[BA88]		
			$nl-D^{*+}$	19	$1.7 \pm_{1.0}^{1.4}$		[BA88]		
			$K^-(200)$	Si	D	34	4.7 ± 0.9	$2.7 \pm_{0.5}^{0.7}$	[BA88]
	D^{*+}	8			$2.9 \pm_{2.2}^{2.9}$	$1.4 \pm_{0.6}^{1.4}$	[BA88]		
	$p(200)$	Si	D	9	$5.5 \pm_{1.8}^{2.1}$	$1.4 \pm_{0.4}^{0.6}$	[BA88]		
	$\pi^-(230)$	Cu	D	792	3.74 ± 0.23	1.4 ± 0.5	[BA90]		
			D^0	543	$3.72 \pm_{0.27}^{0.28}$	0.82 ± 0.04	[BA90]		
			D^+	240	$3.77 \pm_{0.39}^{0.41}$	0.86 ± 0.06	[BA90]		
			$l-D$		$3.23 \pm_{0.28}^{0.3}$	0.74 ± 0.04	[BA90]		
			$nl-D$		$4.34 \pm_{0.35}^{0.36}$	0.95 ± 0.05	[BA90]		
			D^{*+}	147	$3.14 \pm_{0.39}^{0.40}$	0.79 ± 0.07	[BA90]		
			$l-D^{*+}$		$2.62 \pm_{0.49}^{0.53}$	$0.71 \pm_{0.08}^{0.09}$	[BA90]		
			$nl-D^{*+}$		$3.83 \pm_{0.62}^{0.66}$	0.90 ± 0.11	[BA90]		
			$K^-(230)$	Cu	D	31	$3.56 \pm_{0.99}^{1.08}$	$1.36 \pm_{0.26}^{0.32}$	[BA90]
	WA82	$\pi^-(340)$	Si, W	D	~ 937	2.9 ± 0.3	0.78 ± 0.04	[AN91]	
				$l-D$		$2.8 \pm 0.2 \pm 0.3$		[RO91]	
$nl-D$					$3.7 \pm 0.2 \pm 0.3$		[RO91]		
	$p(370)$	Si, W	D	185	5.5 ± 0.08	0.79 ± 0.08	[AN91]		
E769	$\pi^-(250)$	Be, Al, Cu, W	D^+	~ 554	$3.21 \pm .24$		[AP92]		
			$l-D^+$		2.84 ± 0.31		[AP92]		
			nlD^+		3.50 ± 0.36		[AP92]		

obs n e b : parâmetros dados na fórmula 1.9

D: inclui todos os mésons D

Complexo conjugado implícito em toda a tabela

l e nl : referem-se a "leading" e "não leading" respectivamente

Tabela 1.2. Resultados experimentais sobre a dependência em x_F e p_t^2 para a produção de charme

líquido) e identificação de vértices. A NA27, que tomou dados em 1982/83 e 1984 no CERN com feixes de π^- (360 GeV/c) e p (400 GeV/c), contou também com o detetor *European Hybrid Spectrometer*. A amostra final foi de aproximadamente 450 eventos com charme, sendo que, em 70% destes, as duas partículas charmosas foram reconstruídas.

Experimento NA32 – CERN — A colaboração realizou dois períodos de tomada de dados. Na primeira fase (NA32-1), realizada em 1984, a experiência reuniu um total de 150 mésons charmosos, com um feixe misto de K^- , π^- e p a 200 GeV/c incidindo sobre um alvo de silício ativo, parte do detetor de vértices. Para a segunda fase, ocorrida em 1985/86, melhorou-se o detetor de vértices aumentando o número de planos de silício e incluindo dois planos de CCD (*charge coupled devices*). Um feixe de 230 GeV/c composto de π^- (96%) e K^- (4%) incidindo num alvo de cobre possibilitou o registro de 17 milhões de eventos. A amostra foi enriquecida em candidatos a Λ_c e D_s através do sistema de seleção, imposto durante a tomada de dados. A amostra final de mésons charmosos soma 852 sendo 147 destes D^* carregados.

Experimento WA32 - CERN — Outra experiência de alvo fixo na qual partículas charmosas são produzidas por feixe de π^- a 340 GeV/c incidindo sobre um alvo segmentado composto de Si e W. A novidade desta montagem está no sistema de seleção que usa detetores de vértice (planos de detetores silício) arranjados convenientemente para garantir um fator de enriquecimento ~ 15 na amostra registrada em fitas magnéticas. Foram determinados o comportamento da seção de choque diferencial com x_F e p_t e sua dependência com o número de massa.

Resumimos na tabela 1.2 os principais resultados da produção de charme em relação a x_F e p_t^2 . Medidas antigas (indiretas) da dependência da seção de choque com o número de massa indicam um comportamento compatível $\propto A^{3/4}$ [CO87][CO88] e [DU85]. Recentemente a experiência WA82 mediu com seus dois alvos, $\alpha = 0.88_{-0.05}^{+0.04}$ [AN91]

1.3. O méson D^*

O D^* se mostra especialmente adequado ao estudo experimental de características de produção. A primeira justificativa desta afirmação é puramente operacional. O D^* decai da forma $D^* \rightarrow D + \chi$, sendo as massas do D^* e do D muito próximas, um critério

de seleção que restringe o valor da diferença entre suas massas elimina a maior fonte de *background*. Exploraremos exaustivamente esta propriedade no capítulo de análise de dados. Em particular a cadeia $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ocorre com uma razão de ramificação de 55%, os demais modos decaem em partículas neutras, que são de mais difícil detecção.

Em princípio, ao tentarmos compreender a produção de pares $c\bar{c}$ pela observação de hádrons charmosos devemos procurar partículas produzidas diretamente, em contraposição às que provém também de decaimentos de estados excitados. Mesmo nesta condição favorável estaremos tentando superar efeitos de hadronização, que por si já seriam capazes de mascarar nossas conclusões. A produção direta é particularmente relevante para o estudo do *leading effect*, onde se supõe que o hádron se compõe de quarks de valência presentes na interação primária.

Acredita-se pelo menos, cerca de $\sim 15\%$ da produção total de $D^{*\pm}$ derivem de estados mais excitados: 10% dos $D^{*\pm}$ provém do $D_1(2420)^0$; 3% do $D_2^*(2460)^0$ e 2% do $D_{s1}(2536)^\pm$ [MO89]. Nesta experiência trabalharemos com a aproximação de produção direta para o D^{*+} . O modelo simples de contagem de spin indica que a razão $P_V = V/(P + V)$ para a produção direta de mésons vetoriais (V) e pseudoescalares (P) seria 0.75. Este valor já indica um benefício à produção direta de D^{*+} , comparada à do D^\pm e D^0 . Medidas experimentais em e^+e^- ($P_V = 0.86 \pm 0.11 \pm 0.19$ [BO88]) e em fotoprodução ($P/V = 0.32 \pm 0.01 \pm 0.03$ [AN89]) sugerem um efeito ainda mais acentuado.

Na hipótese de podermos descrever o processo de fragmentação pela função $D_c^D(z)$, que só depende do par $c\bar{c}$ e do hádron, para o estudo através do D^* contaríamos com a função de fragmentação, bastante bem medida pela colaboração CLEO em e^+e^- [BO88]. Medidas em fotoprodução, no entanto, sugerem que esta hipótese não seria correta [AN90]. Investigaremos, de forma indireta, esta hipótese ao tentar comparar nossas medidas com os modelos teóricos.

O Experimento E769

A E769 foi a terceira experiência a ocupar o *Tagged Particle Laboratory* (TPL) no Fermilab. Partilha com suas predecessoras E516 [SL85] e E691 [RA88] o tema central de interesse à física relacionada ao quark charmoso. As duas primeiras utilizaram feixe de fótons e alvos de hidrogênio líquido e berílio respectivamente. A E691 foi a primeira experiência de alvo fixo a apresentar resultados com estatística comparável às de *collider* e deu importantes contribuições ao estudo da produção e decaimento de partículas charmosas. Diferentemente das que a antecederam, a E769 conta com um feixe de hádrons e objetiva, principalmente, o estudo de características da produção hadrônica de partículas charmosas.

A maioria dos espectrômetros de experimentos de alvo fixo são concebidos para procurar tipos particulares de decaimentos, com características próprias que os distinguem dos demais. Contrariamente a esta tendência a E769, a exemplo da E691, deseja estudar “todas” as partículas charmosas. Paga-se, por isso, o preço de coletar uma quantidade de dados bastante superior ao usual.

Para um estudo amplo da produção hadrônica, fizemos incidir um feixe composto de K^\pm , π^\pm e p num alvo fragmentado composto de finas folhas de cobre (Cu), alumínio (Al), berílio (Be) e tungstênio (W). Desta forma, pode-se medir seções de choque total e parcial como função do tipo de feixe, e ainda sua dependência com o número de massa,

com x_f ou com o momento transverso do hádron charmoso produzido.

O número eventos charmosos contidos na nossa amostra de 400 milhões é de

$$N_{c-selecionado} = \varepsilon N_{c-produzido} = \varepsilon \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_H} N_{H-produzido} \quad (2.1)$$

onde ε é a eficiência de nossos critérios de seleção para charme; $N_{c-produzido}$ e $N_{H-produzido}$ são respectivamente o número de eventos charmosos e hadrônicos produzidos e $\sigma_{c\bar{c}}$ e σ_H as respectivas seções de choque.

O número de eventos hadrônicos selecionados e produzidos relacionam-se pelo fator de rejeição segundo: $N_{produzido} = R N_{selecionado}$. Usualmente escrevemos a relação acima usando o fator de enriquecimento (E) do sistema de seleção, que nada mais é que o produto da eficiência pela rejeição. No nosso caso, o fator de enriquecimento foi ~ 3 . Finalmente reescrevemos a relação 2.1 como:

$$\begin{aligned} N_{c-selecionado} &= \varepsilon \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_H} R N_{selecionado} = E \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_H} N_{selecionado} \\ &\sim 3 \times \frac{10^{-6}}{10^{-3}} \times 400 \times 10^6 \sim 10^6 \end{aligned} \quad (2.1b)$$

onde tomamos o número total de eventos coletados por $N_{H-selecionado}$, o que pressupõe que identificamos 100% das interações hadrônicas e mais ainda, que nossa identificação de interações hadrônicas não privilegia eventos charmosos. O número acima não tem qualquer preocupação com a exatidão, mas dá uma idéia quantitativa da amostra com que estaremos trabalhando.

Duas características distinguem eventos charmosos da copiosa produção de eventos que produzem apenas quarks leves (u , d , s). A primeira delas se relaciona à distribuição de energia transversa. Para gerar energia suficiente para produzir um par massivo $c\bar{c}$ a colisão deve ser "dura", de forma que tais eventos tendem a ter energia transversa maior que os ordinários. Usamos esta característica para selecionar eventos em tempo real de coleta de dados. O resultado é um fator ~ 3 no enriquecimento da amostra registrada. Posteriormente, ao analisar os dados utilizaremos amplamente a segunda característica, que consiste da formação de um vértice de decaimento que nosso espectrômetro consegue separar do vértice primário da produção. Tipicamente procuramos eventos semelhantes

ao mostrado esquematicamente na figura 2.1. Para resolver este tipo de eventos, nossos detetores (figura 2.2) devem medir :

Posição (trajetórias e vértices) com precisão capaz de resolver vértices com separação típica de algumas centenas de microns. Para tanto contamos com 11 planos num detetor de silício (SMD) próximo ao alvo, uma câmara proporcional de fios (PWC) com dois planos e quatro câmaras de arrasto (D1, D2, D3 e D4), num total de 35 planos, que mapeiam a trajetória das partículas por todo o espectrômetro.

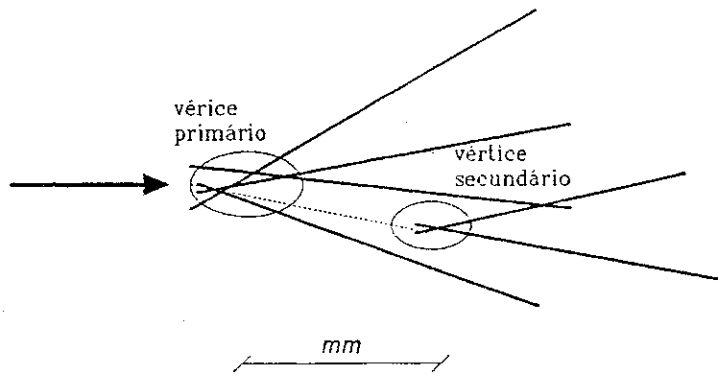


Figura 2.1. Geometria característica de eventos charmosos, a formação de um vértice secundário suficientemente separado do primário comum a decaimentos por interações fracas

Momentos. Temos dois magnetos (M1 e M2) intercalados com câmaras de arrasto. Medimos os momentos de partículas carregadas pela deflexão de suas trajetórias causadas pela ação dos campos magnéticos. Nos dois magnetos o campo magnético se orienta na direção $-y$ de forma que partículas positivamente carregadas são defletidas para a esquerda e as de carga oposta para a direita.

Identificação de partículas. Usamos dois detetores Čerenkov à gás e segmentados (C1 e C2), que se complementam e diferenciam K, π , p, e e μ em diversas regiões de momento. Separamos os hádrons que compõem o feixe com um detetor Čerenkov diferencial (DISC), ajustado para sinalizar a passagem de K, e um detetor de radiação de transição (TRD) que distingue π de K e p.

Energia. A energia transversa das partículas é fundamental na implementação do sistema de seleção de eventos, ativo durante a tomada de dados, mencionado acima.

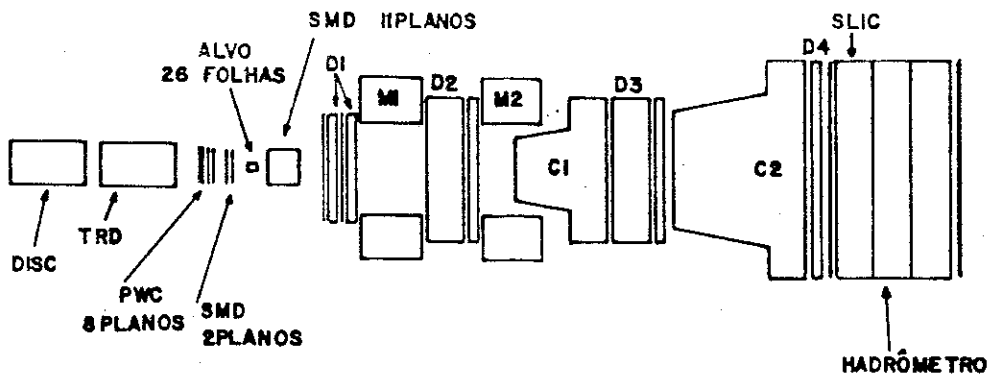
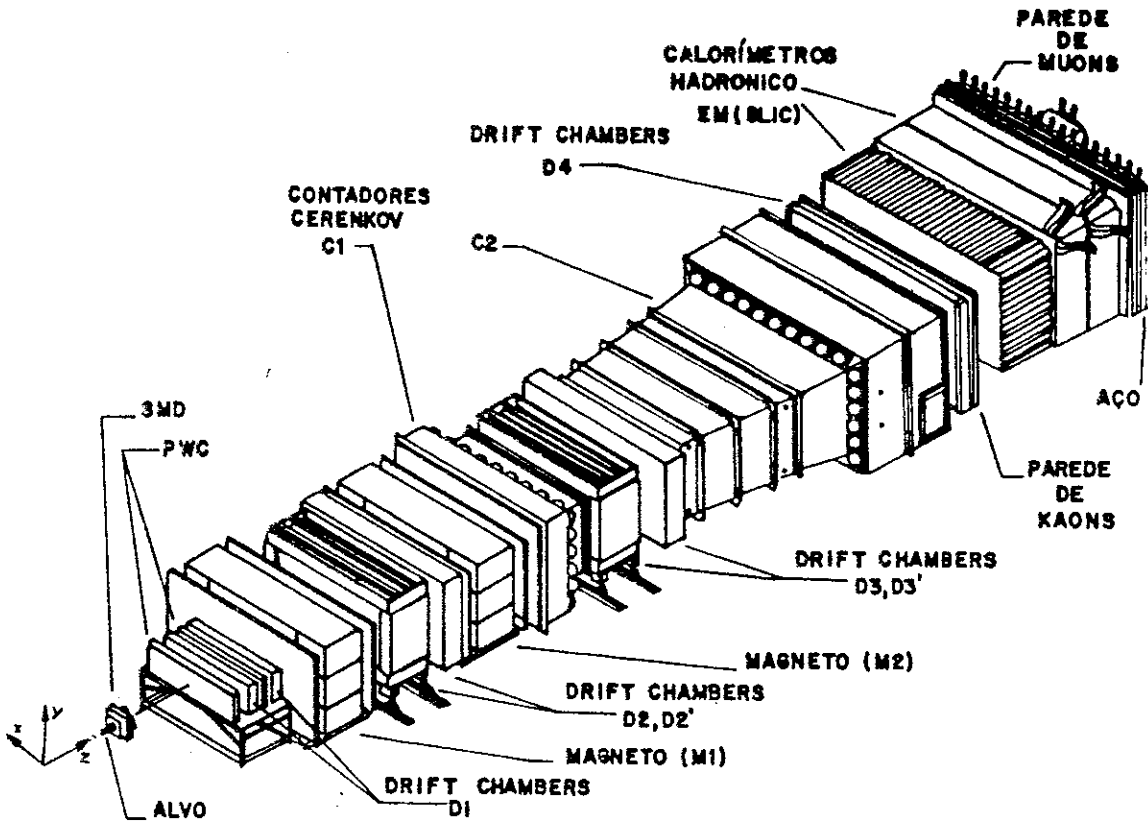


Figura 2.2. O espectrômetro da E769

O espectrômetro conta com dois calorímetros um hadrônico e outro eletromagnético (SLIC). Além disto, estes detectores representam a única forma, ainda que precária, de identificar partículas neutras neste experimento.

Número de partículas incidentes. Uma série de contadores (*scallers*) permite determinar números como o de partículas incidente, o de interações no alvo, o de eventos que passaram o critério de seleção de energia transversa, o de interações não registradas

devido ao tempo morto do sistema de aquisição, etc, enfim números fundamentais na determinação das seções de choque.

Todos os detetores mencionados baseiam-se em interações eletromagnéticas. Partículas carregadas interagem com o meio do detetor e perdem pouca energia para ionizar suas moléculas, de forma que deixam rastro sem se desviarem e percorrem todo o espectrômetro até atingirem os calorímetros onde param, depositando toda sua energia.

Naturalmente não fazemos medidas diretas, a informação dos detetores pode vir na forma de número do fio sinalizado, como no caso dos SMD e PWC. As câmaras de arrasto fornecem também o tempo de arrasto por intermédio da carga depositada em capacitores, que passam por conversores TDC para a digitalização. Os calorímetros medem voltagens digitalizadas por conversores ADC. Os Čerenkov recebem sinais luminosos em seus espelhos segmentados, convertidos em voltagem através de foto-multiplicadoras e digitalizados por conversores ADC. Registramos a informação em fitas magnéticas e, posteriormente, traduzímo-la em traços de partículas identificadas e com momentos definidos. Para a solução deste sistema complexo, além dos dados brutos mencionados acima, são necessários dados de calibração e alinhamento para diversos períodos da tomada de dados.

A seguir discutimos os principais aspectos do espectrômetro e da coleta de dados. Pretendemos enfocar, com mais detalhes, as seções sobre o feixe, o alvo e especialmente a do sistema de aquisição de dados. Quanto ao espectrômetro propriamente dito discutimos apenas sumariamente devido à farta bibliografia existente [ME86][BR88][SUS4][RA87]. A grande extensão deste capítulo se deve ao fato dele conter também a descrição detalhada do sistema de aquisição de dados da E791, projeto no qual tive especial envolvimento [AM92] e [FA89].

2.1. O feixe

O feixe de prótons extraído do acelerador divide-se de forma a alimentar três áreas experimentais de alvo fixo, as chamadas áreas de méson, neutrino e próton. A E769 no TPL encontra-se na área de prótons onde compartilha o feixe com outros quatro laboratórios (figura 2.3). O feixe chega ao detetor com sua estrutura temporal determinada pelo acelerador. A extração do feixe do acelerador é tal que impõe períodos de feixe

presente (*spill*) de 22 s intercalados por pausas de 34 s (*interspill*). O *spill*, por sua vez, têm uma sub-estrutura periódica, resquício da ação das cavidades de rádio-freqüência do acelerador. As partículas do feixe podem ser encontradas em “caixas” de 2 ns espaçadas por intervalos de 19 ns. A linha de feixe *p-east* que abastece o TPL fornece prótons de 800 GeV/c com fluxo típico de 1.2×10^{12} partículas/*spill*. Convertemos estes prótons em káons, píons e prótons (e anti-partículas) de 250 GeV/c^(2.1), fazendo-os interagir com um alvo de berílio de 30 cm de espessura e passando por um colimador, conforme mostra a figura 2.4. A energia do feixe é determinada com uma precisão de $\pm 0.2\%$. As partículas chegam ao detetor com um fluxo médio de 4.0×10^7 partículas/*spill*.

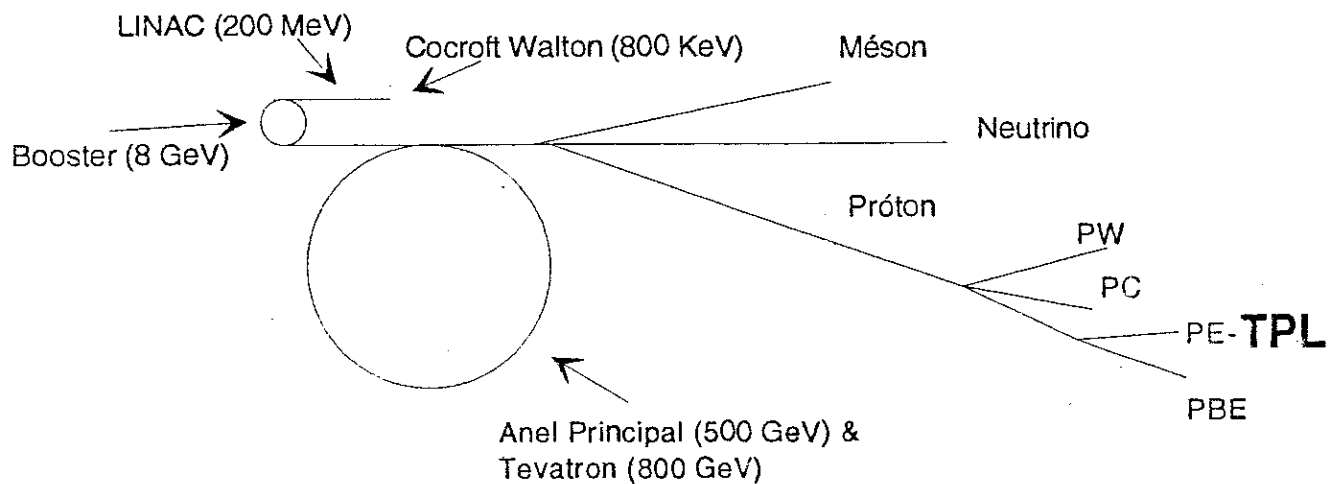


Figura 2.3. O acelerador e linhas de feixe

Na primeira etapa da tomada de dados utilizamos um feixe de carga negativa composto de π^- ($93 \pm 1\%$), K^- ($5.2 \pm 0.7\%$) e \bar{p} ($1.5 \pm 0.3\%$) com intensidade de 0.5 MHz^(2.2). Ignoramos os \bar{p} e distinguimos apenas K do restante, basicamente π , com um detetor Čerenkov diferencial (DISC) ajustado para notificar a presença de K. A tomada de dados com feixe positivo na composição de $61 \pm 3\%$ de π^+ , $34 \pm 3\%$ de p e $4.4 \pm 0.2\%$ de K a 1 ~ 4 MHz, necessitou de um método complementar que separasse π de p. Para este fim, construiu-se um detetor de radiação de transição (TRD). A amostra registrada

^(2.1) De fato começamos a tomada de dados com um feixe negativo de 210 GeV/c

^(2.2) Valores determinados de curvas de pressão do detetor DISC

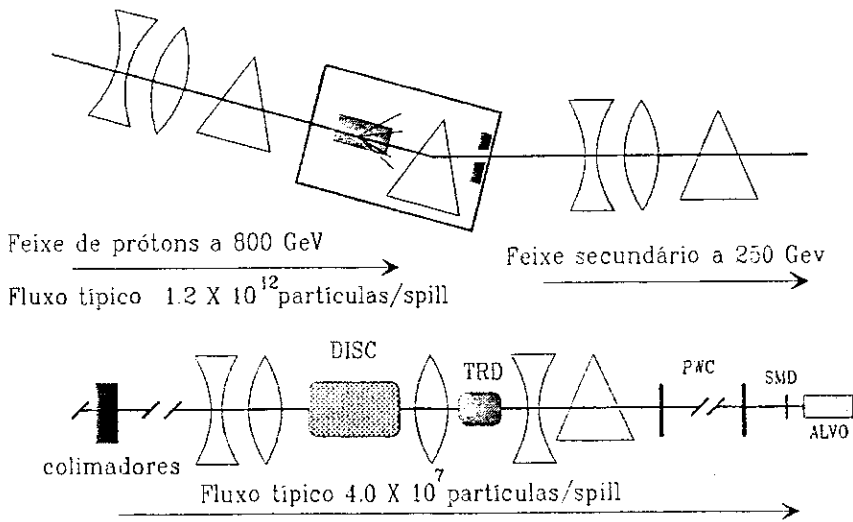


Figura 2.4 . Linha de feixe da E769

em fita foi enriquecida em K, pela rejeição de parte de eventos de π e p durante a tomada de dados, de forma a obter-se amostras estatisticamente significativa para todos os tipos de feixe.

Além da identificação, interessava determinar com precisão a direção e posição do feixe, o que nos auxiliaria a apontar o vértice primário. Na linha de feixe montaram-se 8 planos de PWC (ver seção 2.3.1) logo após o DISC e o restante próximo ao alvo. Este detetor de grande eficiência indicaria a posição aproximada a dois pares de planos de SMD (ver seção 2.3.1), detetores de alta precisão. Este sistema, no entanto, não correspondeu às expectativas. O SMD apresentou um nível de ruído e uma ineficiência tão acentuados que impediu a determinação do traço do feixe na maioria dos eventos. Precisamente na análise dos canais de alta estatística, em particular o $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$, $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ estudado nesta tese, ignoramos por completo o traço do feixe. Por este motivo, doravante não mencionaremos estes dois detetores. Em seguida direcionamos nossa atenção à identificação das partículas do feixe.

Utilizamos dois mecanismos complementares para diferenciar as partículas do feixe: a radiação de transição, quando a partícula atravessa meios de propriedades dielétricas diferentes; e a radiação Čerenkov, quando a partícula atinge no meio, uma velocidade superior à da luz. Este último método serviu também para identificar os produtos da interação feixe - alvo.

2.1.1. Radiação de transição

Uma partícula movendo-se uniformemente num meio dielétrico gera um campo eletromagnético característico do meio e de sua própria velocidade, caso esta não ultrapasse o limite Čerenkov, não haverá radiação. Suponha que observemos o comportamento da partícula, após ela atravessar a interface com outro meio com propriedades dielétricas diferentes. Em pontos suficientemente afastados da interseção, a partícula não irradia. No entanto o campo eletromagnético associado ao sistema mudou, posto que depende do meio. Ao transicionar de meios e rearranjar os campos, cria-se uma polarização que causa a radiação de transição. A energia total emitida na transição de uma única superfície é [FI75]:

$$W = \frac{\alpha \hbar (w_1 - w_2)^2 \gamma}{3 w_1 + w_2} \quad (2.2)$$

onde α é a constante de estrutura fina, w_i são as frequências de plasma para os meios e γ o fator de Lorentz que distingue partículas de massas diferentes com o mesmo momento. Grande parte desta energia, para $\gamma \sim 10^3$, aparece na forma de fótons na faixa dos raios-X. O fator multiplicativo $\alpha/3$ significa que a probabilidade de emissão destes fótons é baixa. A frequência de plasma é proporcional à relação $(Z/A)^{1/2}$ do material enquanto a seção de choque para a absorção de fótons na faixa dos raios-X vai com $Z^{3.5}$ de forma que o melhor radiador seria o lítio [CO77].

Na prática, constroi-se detetores empilhando-se dezenas de folhas finas, criando-se múltiplas interfaces. Isto permite a formação de efeitos de interferência construtiva, facilitando a detecção. As folhas devem ter espessura mínima que permita o campo eletromagnético se desenvolver. Os fótons são detetados, por exemplo, por uma câmara de fios (ver seção 2.3.1) colocada junto aos planos de radiação. O maior problema é neutralizar o sinal da própria partícula carregada e capturar apenas fótons da radiação de transição.

O detetor de radiação de transição (TRD) da E769 [ER91] é composto por 24 módulos, conforme esquematizado na figura 2.5. Para cada câmara de radiação, intercalou-se, 200 folhas de polipropileno (CH_2) de $12.7 \mu\text{m}$ com um véu de nylon, com um furo na região central. Optou-se por CH_2 em detrimento do lítio pelo simples motivo deste último ser instável e de difícil manejo. Um estudo de Monte Carlo simulando nosso radiador com ambos os materiais, levando em consideração os comprimentos de radiação

e transição, mostrou que o número de fótons, com energia de 4 a 8 KeV, emitidos quando da passagem de píons de 250 GeV/c por um módulo de radiador é 1.563 para o lítio e 1.485 para o polipropileno. Para este cálculo, estimou-se a espessura das folhas do radiador de forma a produzir o máximo de radiação nas imediações da linha de absorção do xenônio, a 4.8 KeV. O véu de nylon ajuda a manter o espaçamento constante de $180\ \mu\text{m}$ entre as folhas. Preencheram-se os vazios do véu com He, que tem frequência de plasma inferior ao ar e resulta em menos material no caminho do feixe. Observa-se a radiação em câmaras de arrasto localizadas junto às de radiação (figura 2.5). Cada câmara de arrasto é composta por dois planos com fios espaçados em 1 mm e escolheu-se uma mistura a 90% de xenônio e 10% de acetato de metila para enchê-las, porque este gás mostrou-se eficaz para detetar a radiação de transição e não a própria partícula do feixe. Entre as câmaras de radiação e de arrasto uma brecha de $1/8''$ contém N_2 , para impedir que o He penetre nas câmaras de arrasto modificando seu ganho. Todo o material deste sistema representa 8.3% de comprimento de interação e 16% de comprimento de radiação distribuídos em cerca de 2.8 m. Por tratar-se de uma quantidade considerável de material, mais de 4 vezes a do alvo, montou-se o detetor a 41 m do alvo, induzindo os produtos de interações secundárias a se desviarem da linha de feixe por ação dos dois últimos dipolos (figura 2.4).

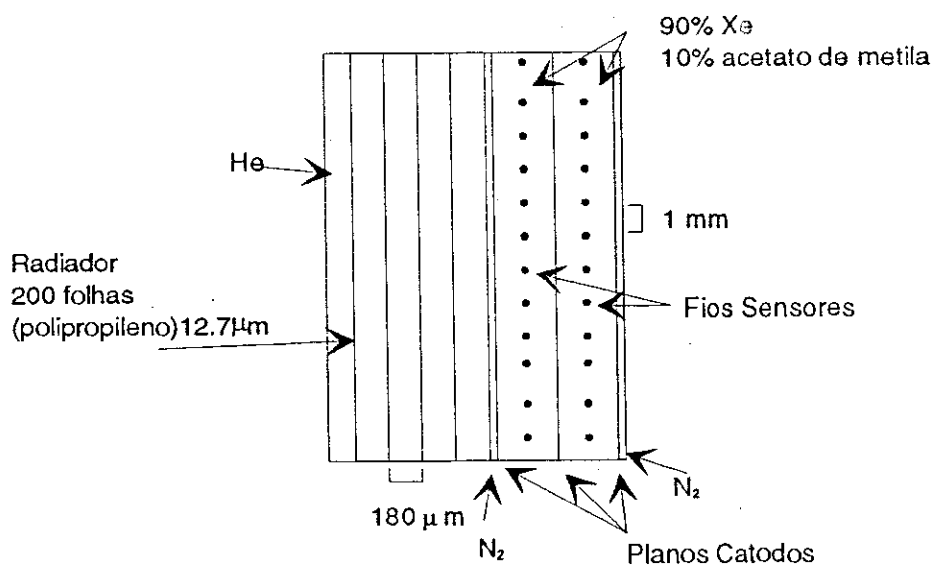


Figura 2.5. Um dos 24 módulos do detetor TRD

A partícula carregada que atravessa a câmara de arrasto ioniza as moléculas do gás em todo o seu percurso enquanto o fóton da radiação de transição tende a depositar sua energia numa região limitada. Como consequência, há uma diferenciação na forma dos sinais relativos a fótons de radiação e partículas carregadas. O sinal do fóton tende a ter uma subida mais acentuada que o outro. O método *cluster counting* [LU81][FA81] se aproveita desta diferença, na forma dos sinais, para diminuir a contaminação de ionizações ordinárias. A implementação do método requereu amplificadores com tempo de resposta da ordem de 30 ns e *amplifier shaper discriminators* (ADS). Ajustou-se o nível dos discriminadores para aceitar sinais acima dos produzidos por fótons de 4 KeV. Como resultado, obteve-se que em 8.2% do tempo registra-se um falso sinal, de um traço desacompanhado do fóton de radiação de transição. A eficiência medida com o auxílio de fontes radioativas foi de 83%.

A figura 2.6 resume a eletrônica utilizada na leitura do TRD. Os 64 fios de cada plano são combinados em OR lógicos, em diversos níveis, de forma a fornecer um único sinal lógico por plano. *Latches* Camac LeCroy 4448 recebem a informação dos 48 planos que posteriormente fará parte do evento registrado em fita. Estes sinais são também enviados a um circuito que os soma produzindo uma resposta analógica proporcional ao número de planos sensibilizados, que poderia ter sido utilizada pelo sistema de seleção de eventos. Ajustou-se o *gate* das *latches* para 120 ns, a fim de garantir a coleta de fótons absorvidos em qualquer ponto da câmara de arrasto. Este tempo relativamente grande abarca aproximadamente 6 “caixas” de rádio-freqüência do acelerador. A presença de mais de uma partícula neste intervalo de tempo elevaria artificialmente o número de fótons de transição, prejudicando a identificação. A fim de fugir desta situação contamos com um circuito que veta o evento sempre que a partícula do feixe não se encontra isolada em ± 150 ns (*killer bit*). O procedimento não elimina completamente este tipo de contaminação, que foi posteriormente reduzida a $\sim 2\%$ com a informação dos PWC da linha de feixe.

A calibração do TRD foi feita com o auxílio do DISC que em *runs* especiais teve sua pressão ajustada para identificar káons, píons e prótons separadamente. A figura 2.7 mostra a resposta do TRD para a separação de prótons e píons, o sinal dos káons foi removido usando informação do DISC. A tabela 2.1 mostra a eficiência e contaminação

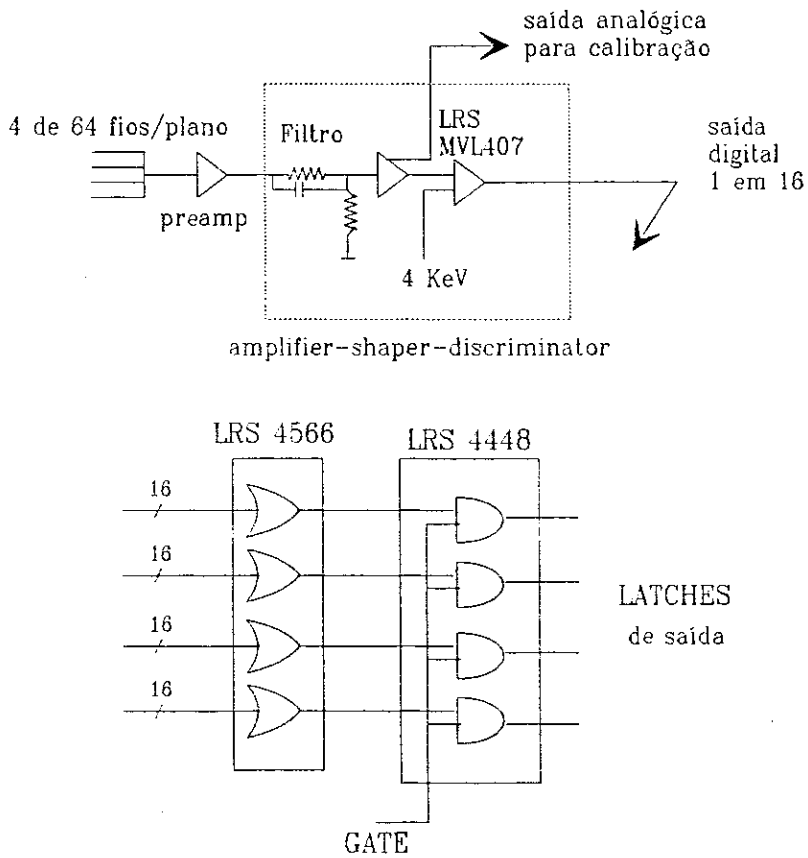


Figura 2.6. Eletrônica associada à leitura do TRD

na separação de píons e prótons como função do número de planos sensibilizados, obtidas a partir das curvas de calibração.

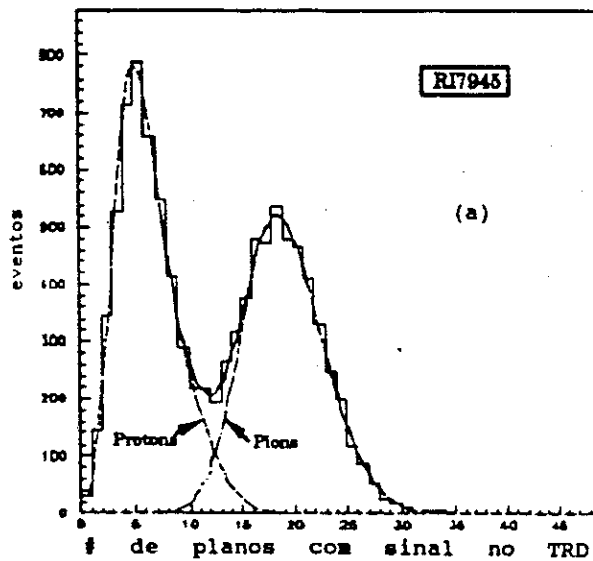


Figura 2.7. Resposta do TRD para píons e prótons

n° de planos	eficiência	contaminação
pions		
≥ 8	0.946	4.13
≥ 10	0.868	2.23
≥ 12	0.733	1.75
protons		
< 6	0.875	2.00
< 7	0.934	3.26
< 8	0.962	5.48

Tabela 2.1. Eficiência e contaminação na separação de píons e protons pelo TRD

2.1.2. Radiação Čerenkov

Supondo que uma partícula carregada, movendo-se linearmente no vácuo pudesse perder energia e momento por radiação eletromagnética, neste caso

$$(dE/dp)_{part} = (dE/dp)_{rad} \quad (2.3)$$

como,

$$E_{part} = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^4} \quad \rightarrow \quad (dE/dp)_{part} = pc^2/E = \beta c = v$$

$$E_{rad} = pc \quad \rightarrow \quad (dE/dp)_{rad} = c$$

Como $v \leq c$, a conservação de energia e momento impede que uma partícula movendo-se linearmente no vácuo, irradie. No entanto, se ela se move num meio com índice de refração $n \geq 1$, a velocidade da luz no meio será $c' = c/n \leq c$ e portanto é possível $v \geq c'$. A condição da igualdade (2.3) se verifica para $v' = c'$, onde $v' = v \cos \theta_c$, ou seja, uma partícula carregada movendo-se linearmente num meio no qual sua velocidade supere a da luz no meio, pode perder uma fração dp e dE de seus momento e energia como radiação eletromagnética se propagando na direção θ_c .

Em essência, a passagem da partícula excita os átomos do meio, criando dipolos que se orientarão preferencialmente na direção de seu movimento. A radiação emitida por dipolos em pontos diferentes da trajetória da partícula forma uma frente de onda, conforme mostra a figura (2.8).



No intervalo de tempo t , a partícula moveu-se em velocidade constante v do ponto o ao ponto x enquanto que o raio da onda emitida no ponto o foi de zero a $R_0 = c't$. Num ponto intermediário da trajetória, x' , o raio da onda será $R_{x'} = c'(t - x'/v)$. A superfície da frente de onda é um cone de ângulo $\text{sen}\varphi = R_0/x = c'/v = 1/\beta n$. A normal a esta superfície determina a direção da radiação Čerenkov a um ângulo $\theta_c = \text{arcos}(1/\beta n)$ que depende do índice de refração do meio e da velocidade da partícula [MU37].

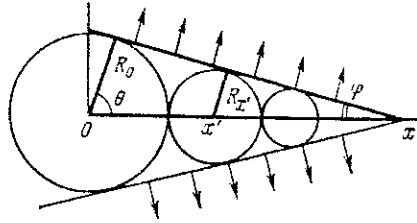


Figura 2.8. Frente de onda no efeito Čerenkov

Resolvendo-se as equações de Maxwell para o problema, e escrevendo a variação da energia emitida por unidade de caminho percorrido e do comprimento de onda da radiação em termos do número de fótons emitidos [FE86]:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{1}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (2.4)$$

Na E769 utilizamos dois tipos de detetores Čerenkov, um diferencial para as partículas do feixe e outros dois de limiar, para os produtos da interação (seção 2.3.3). Detetores diferenciais medem o ângulo de emissão da radiação e requerem feixes colimados. Um espelho esférico reflete a luz emitida em qualquer ponto da trajetória da partícula no meio radiador a um ângulo θ_c com a linha de feixe. A imagem formada no plano focal do espelho é um anel de raio $r = f \tan \theta_c$, f é a distância focal do espelho de raio $2f$. Foto-multiplicadoras situadas na parte posterior do detetor coletam a radiação.

A figura 2.9 mostra a geometria ótica do detetor da E769, o *Differential Isochronous Self-collimating Čerenkov* (DISC) [JE91]. Como radiador usou-se gás de He a uma pressão ~ 8.3 atm. Somente fótons emitidos a 24.5 mrad são refletidos pelo espelho de forma a atingirem as foto-multiplicadoras. Nestas condições devemos medir diferenças

angulares de $\sim 75 \mu\text{rad}$. Do espelho às foto-multiplicadoras a luz atravessa duas lentes que corrigem aberrações na superfície do espelho e dispersão ótica no gás. Oito foto-multiplicadoras recebem a luz que atravessa a fenda circular da parte posterior do detetor. Um sinal no DISC requer um mínimo de uma foto-multiplicadora sensibilizada em cada quadrante.

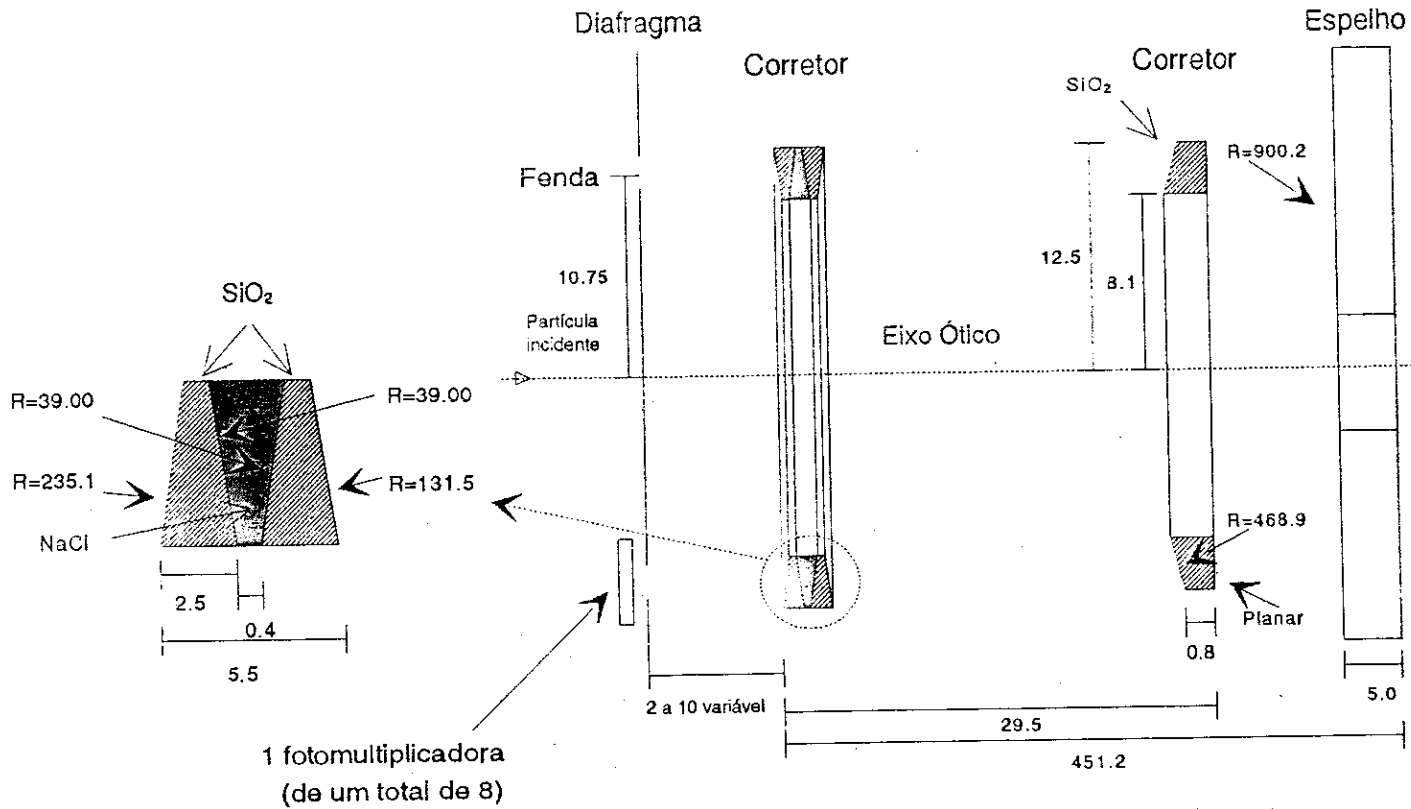


Figura 2.9. Detetor DISC (medidas em cm)

Podemos ajustar a pressão do meio radiador de forma a detetar káons, píons ou prótons. Durante a tomada de dados normal, o DISC sinalizou a passagem de káons, sendo regulado para prótons e píons apenas em runs especiais para calibração. A dependência da pressão, P , com ângulo Čerenkov é dada por:

$$(n_0 - 1)P = \frac{\theta_c^2}{2} + \frac{1}{2\gamma^2} \quad (2.5)$$

onde n_0 é o índice de refração para o He nas CNTP e γ o fator de Lorentz. A figura 2.10 mostra uma curva de pressão tomada variando a pressão e exigindo sinal mínimo em

seis das oito foto-multiplicadoras. O pico da direita bem separado dos demais é o dos prótons, o central, que aparece apenas como uma saliência é relativo aos káons e o outro aos píons. Estas curvas são em número sete, para todo o período de tomada de dados e servem para determinar a pressão ótima para identificação de káons, a composição do feixe, níveis de contaminação e eficiência do detetor. Para a parametrização convoluiu-se uma gaussiana relativa a cada pico com uma função “caixa” que representa o diafragma do detetor. A função completa tem 9 parâmetros, 7 para as gaussianas, um para a largura da função “caixa” e um último que representa o *background*. Na figura 2.10 a curva cheia representa o resultado do ajuste para uma curva de pressão típica. Para reduzir o nível de contaminação de píons na identificação de káons, manteve-se a pressão no detetor cerca de 0.4 p.s.i. acima do valor central do pico.

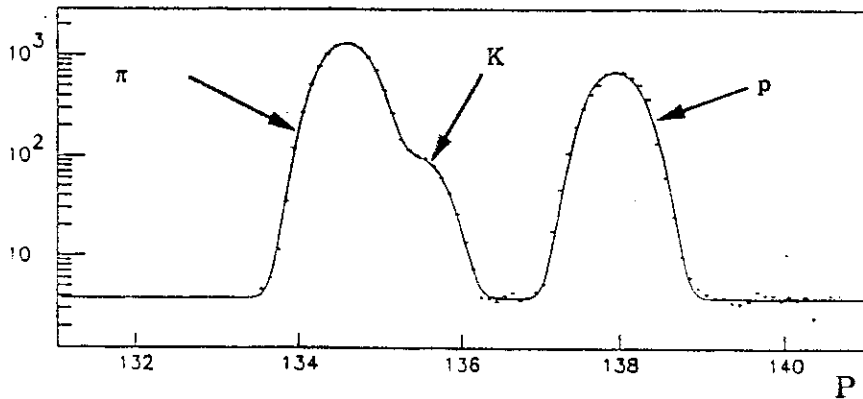


Figura 2.10 . Curva de pressão do DISC, com exigência de uma coincidência sextupla nas foto-multiplicadoras

Finalmente na figura 2.11 demonstra-se a ação conjunta do TRD e DISC para a separação de K, π e p do feixe.

2.2. O alvo

O alvo da E769 era misto possibilitando-nos estudar a dependência da produção de charme com o número de massa. O alvo segmentado, composto por 26 folhas finas ($\sim 250\mu\text{m}$) espaçadas de $\sim 0.16\text{cm}$, facilitou a identificação do vértice primário da interação. A figura 2.12 e tabela 2.2 ilustram a configuração do alvo e suas principais características.

Dentre os elementos do alvo encontram-se o W^{184} , Cu^{63} , Al^{27} e o Be^9 . Esta

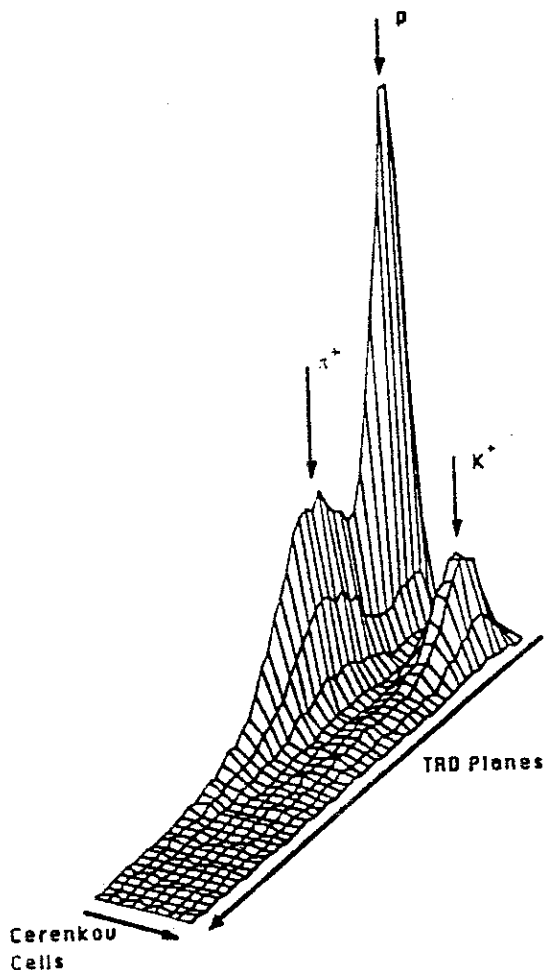


Figura 2.11. Identificação de cáons, píons e prótons do feixe da E769

grande variedade nos permitiu uma folgada separação entre os comportamentos $\propto A^1$ ou $\propto A^{2/3}$ da seção de choque, uma vez que $A_W/A_{Be} \sim 20$ enquanto $A_W^{2/3}/A_{Be}^{2/3} \sim 7.5$. O espalhamento coulombiano múltiplo depende linearmente do número atômico do núcleo espalhador e inversamente do momento do projétil. Situamos os elementos mais pesados na frente dos leves, de modo a diminuir o espalhamento múltiplo e o conseqüente aumento na imprecisão na determinação do momento das partículas produzidas na interação. Acreditamos que o efeito sobre as partículas do feixe seja mínimo devido ao seu alto momento.

2.3. O Espectrômetro

Passamos à descrição do espectrômetro ou conjunto de detetores localizado após o alvo. O espectrômetro nos permitirá medir indiretamente trajetórias, momentos, energia e identificação das partículas

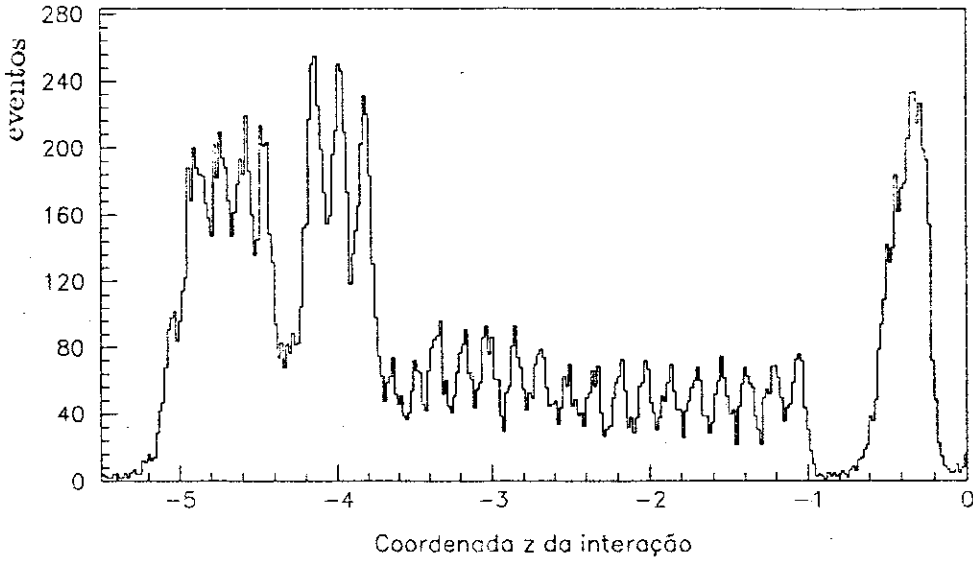
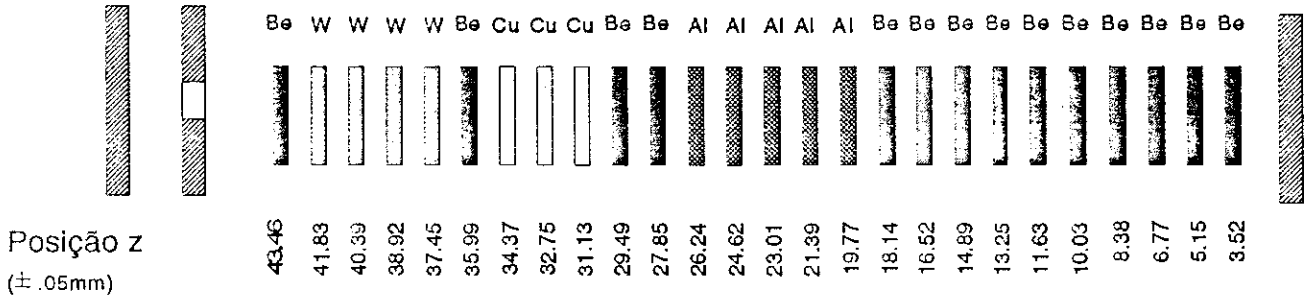


Figura 2.12. (a) Composição do alvo (b) Posição de vértices primários

material	nº de folhas	A	espessura† (cm)	λ_I^\ddagger (%)	$\chi_0^{\ddagger\ddagger}$ (%)
Be	14	4	0.0254	0.06214	0.0736
Al	5	13	0.0250	0.0640	0.284
Cu	3	29	0.0250	0.1667	1.108
W	4	74	0.0102	0.1075	2.915
total	26		0.5964	2.12	19.31

† valores médios por folha
 ‡ comprimento de interação, valores médios por folha
 †† comprimento de radiação, valores médio por folha

Tabela 2.2. Características do alvo

2.3.1. Trajetórias

A reconstrução das trajetórias das partículas carregadas na E769 objetiva, em última análise, a determinação de vértices primários e secundários e a medida dos momentos

espaciais associados aos traços. Para a identificação de vértices, a boa resolução espacial é o principal requisito, visto que tipicamente os vértices se separam por algumas centenas de microns na direção do feixe. Localizamos os vértices com um detetor de estado sólido SMD (*Silicon Microstrip Detector*), próximo ao alvo. Para a medida dos momentos e rastreamento através do restante do espectrômetro, contamos com 4 câmaras de arrasto, intercaladas com magnetos e detetores Čerenkov, e ainda um detetor PWC (*Proportional Wire Chamber*) localizado atrás do SMD, e que complementa a informação espacial, diminuindo as ambiguidades. A resolução espacial imposta pelas câmaras de arrasto é uma ordem de grandeza inferior à do SMD e domina a largura dos nossos gráficos de massa, como veremos no capítulo de análise dos dados. No entanto elas cobrem uma área transversa de até 4 m^2 enquanto que nosso maior plano de SMD mede 25 cm^2 .

Detetor de vértice

A alta precisão ($\sim \mu\text{m}$) em medidas de posição é atingida com detetores de estado sólido [FE87]. O silício contém 4 elétrons na banda de valência que, à temperatura ambiente, não são condutores. Quando dopamos cristal de silício com elementos de 3 ou 5 elétrons de valência, tornam-se semicondutores do tipo p e n respectivamente, nos quais “buracos” ou elétrons encontram-se livres para moverem-se. Uma junção de semicondutores p e n causa o rearranjo de “buracos” e elétrons tornando a região p negativa e a n positiva. Cria-se na região central uma área não neutra denominada *depletion zone*. A aplicação de uma voltagem nas extremidades amplia a barreira de potencial entre os dois materiais, conforme ilustra a figura 2.13 .

A passagem de uma partícula carregada pela *depletion zone* libera cargas de ionização, que sobre a ação do forte campo elétrico, são repelidas dando origem a uma corrente que pode ser detetada. Com este princípio básico, constroi-se detetores como o da figura 2.14.

Na E769, para a determinação de vértices, adicionou-se dois planos ao conjunto de 9 planos da configuração do detetor SMD da E691 [BR88]. Os novos planos têm melhor resolução e foram montados na extremidade próxima ao alvo, onde há maior concentração de traços muito próximos uns dos outros. A figura 2.15 mostra a disposição

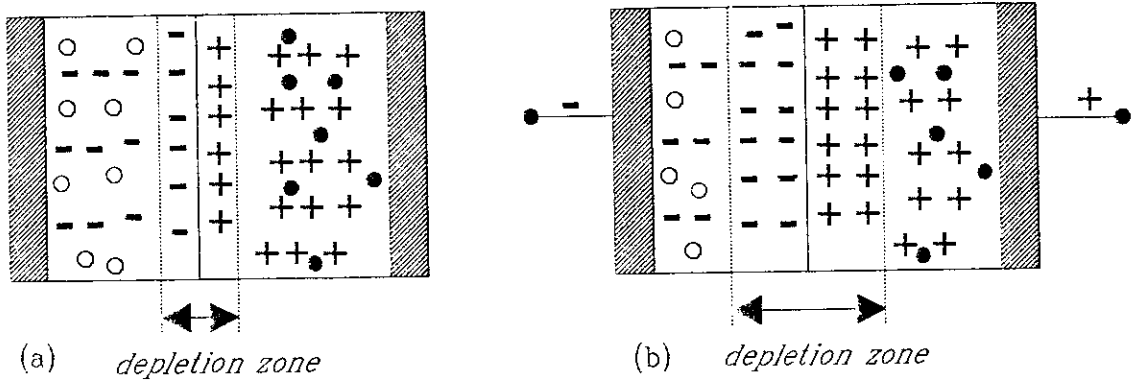


Figura 2.13. Junção p-n; + e - representam os receptores e doadores fixos na rede cristalina, o e • representam as cargas móveis, “buracos” e elétrons. (a) nenhum potencial externo aplicado; (b) sistema submetido ao potencial externo e ampliação da depletion zone

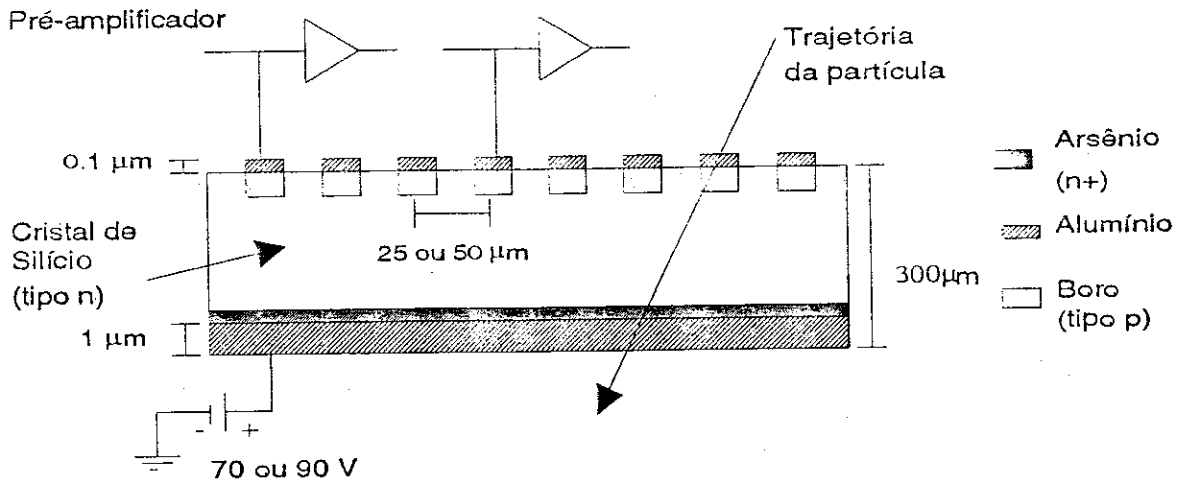


Figura 2.14. Seção reta de um plano de detector de silício

dos 11 planos com relação ao alvo bem como a orientação dos diversos planos. Os 5 primeiros medem $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ e os demais $5.0 \times 5.0 \text{ cm}^2$. Todos têm $300 \mu\text{m}$ de espessura. A segmentação dos dois novos planos é de $25 \mu\text{m}$ e dos antigos de $50 \mu\text{m}$. O conjunto detetará partículas no volume de um cone de 100 mrad de abertura, de forma que o primeiro dubleto XY e o segundo tripleto YXV não foram completamente instrumentados: nos dois primeiros planos, instrumentou-se integralmente apenas a região central de $\pm 0.48 \text{ cm}$. Nas bordas, leu-se um em cada dois canais e, por conseguinte, a segmentação torna-se de $50 \mu\text{m}$. Nos planos do segundo tripleto, instrumentou-se apenas 768 canais centrais, reduzindo sua área efetiva.

Planos	Posição	Dimensões†(cm)	Segmentação(μm)	Eficiência [WU91]
Y	0.225	2.5×2.5	25/50‡	0.707± 0.069
X	0.537	2.5×2.5	25/50‡	0.41± 0.061
X	1.931	2.5×2.5	50	0.934± 0.005
Y	2.934	2.5×2.5	50	0.941± 0.007
V	6.667	2.5×2.5	50	0.942± 0.011
Y	10.979	5.0×3.8	50	0.936± 0.007
X	11.314	5.0×3.8	50	0.958± 0.004
V	14.921	5.0×3.8	50	0.961± 0.003
X	19.853	5.0×5.0	50	0.906± 0.019
Y	20.202	5.0×5.0	50	0.853± 0.029
V	23.817	5.0×5.0	50	0.943± 0.006

† Efetivamente instrumentada

‡ 25μm na região central de ±0.48 cm; 50μm nas bordas.

Tabela 2.3. Características do SMD

coordenadas da posição espacial da partícula, a menos da ambigüidade de pontos equidistantes ao fio. Desta forma precisamos de três ou mais planos próximos, com fios orientados em direções distintas, para determinarmos um ponto no espaço.

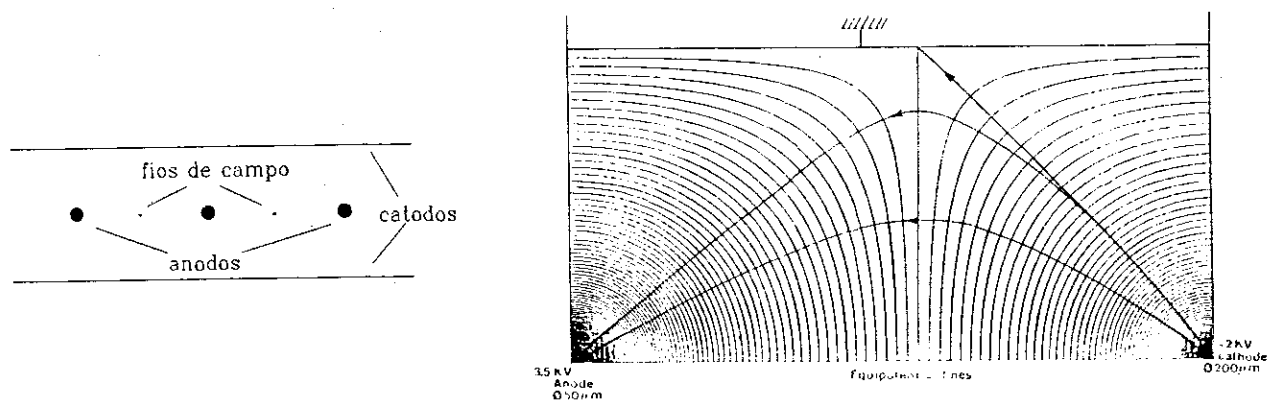


Figura 2.16. (a) Geometria de um plano de uma câmara de arrasto (b) Equipotenciais do campo elétrico no interior da câmara

A E769 conta com quatro câmaras de arrasto - D1,D2,D3 e D4 - (figura 2.2) com um total de 35 planos, numa configuração essencialmente idêntica à da E691 [ME86]. Estes planos têm três orientações possíveis: X, V ou U com fios alinhados na direção y ou

com ângulo de mais ou menos 20.5° com esta direção respectivamente (figura 2.17). A anatomia do laboratório impôs que a fiação destes detetores saísse da parte superior dos mesmos, por este motivo não temos planos na direção y , que em condições semelhantes dariam melhor resultado que u ou v na remoção de ambiguidades.

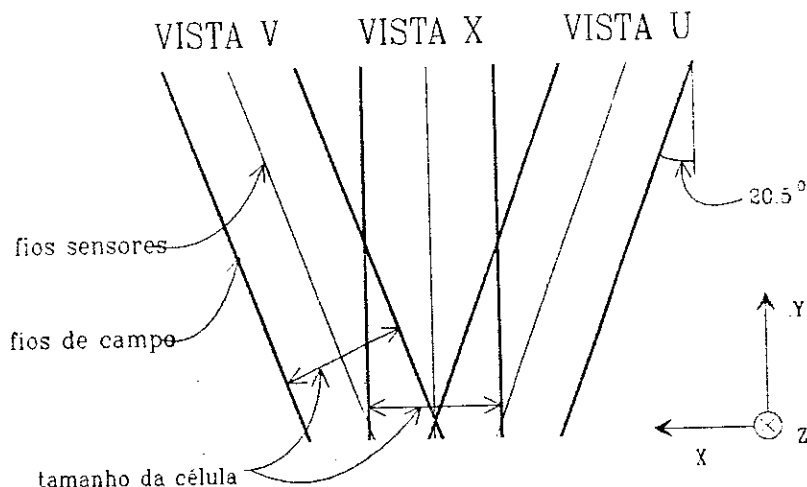


Figura 2.17. Orientação dos planos das câmaras de arrasto

Os planos são arranjados em 11 conjuntos de três ou quatro planos para a obtenção dos pontos espaciais. Tripletos - X, U e V -compõem as câmaras D2, D3 e D4. A D1, localizada antes do primeiro magneto, numa região de maior densidade de traços na região central, consiste de dois conjuntos de planos U,V,X e X', sendo X' idêntico ao X, apenas defasado deste de $1/2$ célula.

Na configuração da E769, os fios sensores (tungstênio folheados à ouro de $25\ \mu\text{m}$) foram aterrados, enquanto os fios de campo e os planos catódicos (figura 2.16) mantiveram-se em altas voltagens negativas, tipicamente $-2.1\ \text{kV}$, ajustadas de forma a garantir o funcionamento das câmaras numa região de velocidade de arrasto constante. Em cada conjunto -XUV ou UVXX'- os planos sensores separam-se por $1.588\ \text{cm}$ na direção z , mesma distância entre os planos catódicos. Para o gás escolheu-se uma mistura em partes iguais de argônio e etano. Incluiu-se ainda 1.5% de metanol, que provou-se eficiente inibidor de faíscas, que danificam os fios [ES86]. O sistema opera a uma velocidade de arrasto de $\sim 40\ \mu\text{m}/\text{ns}$.

O sinal passa por um sistema de amplificação/discriminação, que emprega cartões Lecroy-DC201 e Nanomaker-277C. O sinal segue em cabos *twist and flat* para os conver-

sores TDC que digitaliza a informação, atribuindo uma unidade para cada nanosegundo. A precisão do TDC chega a uma unidade, o que equivale a $\sim 40 \mu\text{m}$. Durante a tomada de dados, o sinal do detetor detona a contagem do tempo que é interrompida pelo sinal de referência fornecido pelo sistema lógico. O tempo de referência absoluto T_0 , ou seja o sinal que equivale a zero na escala temporal dos TDC, bem como as velocidades de arrasto e alinhamento dos planos provém de procedimentos de calibração descritos na referência [ME86].

Um efeito sistemático foi observado na região central de todas as câmaras onde a eficiência de detecção diminui, tudo indicando que a intensidade do feixe nesta região seja a grande responsável deste efeito. Uma dupla gaussiana invertida na região central parametriza convenientemente a curva de eficiência dos planos. Obtemos seus parâmetros com traços reconstruídos da seguinte maneira: projeta-se o traço até o plano em estudo e verifica-se se de fato o referido plano foi sensibilizado na posição devida. A projeção nas coordenadas x e y do número de entradas em cada canal dará subsídio para a determinação dos parâmetros do “buraco”. Na figura 2.18 vemos a dimensão deste efeito no plano D3-X4, a exemplo do que se repete, de forma mais ou menos acentuada, em todos os outros planos. Nesta figura, a linha contínua é resultado de um ajuste com duas gaussianas deformadas e as dimensões do efeito, na região do sinal, fornecerão os parâmetros do “buraco”. A tabela 2.4 resume características das quatro câmaras bem como parâmetros médios da curva de eficiência para cada conjunto.

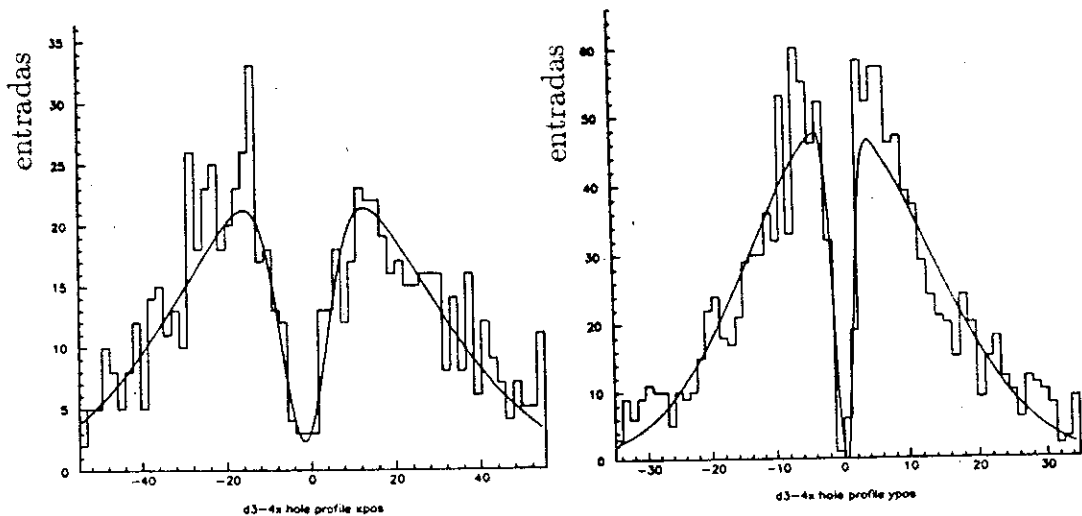


Figura 2.18. Resposta do plano D3-X4 (fita PZ3200) (a) projeção x (b) projeção y

Discriminação	D1	D2	D3	D4
Planos	2-UVXX'	4-XUV	4-XUV	1-XUV
Posição (cm)	154-195	382-501	928-1048	1738-1749
Dimensão ($x \times y$)(cm)	160×120	230×200	330×200	550×300
Célula (cm): X	0.4763	0.9525	1.5875	3.175
U/V	0.4461	0.8922	1.4870	2.974
Resolução [†] (μm)	428	378	323	1197
Eficiência [†]	0.907	0.85	0.88	0.69
Parâmetros do "Buraco"(cm) [†]				
x(+)	0.19	0.77	-2.7	1.0
y(+)	-0.69	-0.60	-0.49	-0.054
σ_x (+)	0.35	0.96	3.3	7.6
σ_y (+)	0.38	0.60	1.5	3.1
x(-)	-0.019	-0.88	-2.6	-6.3
y(-)	-0.064	-0.17	-0.053	-0.08
σ_x (-)	0.50	1.3	4.2	10.4
σ_y (-)	0.53	0.85	1.9	5.1

† valores médios
† Valores da parametrização por uma dupla gaussiana que representa o efeito de ineficiência na região central do detector. São valores médios obtidos para as tomadas de dados com feixe positivo (+) e negativo (-).

Tabela 2.4. Características das câmaras de deriva

Para complementar a informação espacial, intercalou-se com os conjuntos de planos da D1, o detector PWC (figura 2.2). O princípio de funcionamento deste detector é muito semelhante ao das câmaras de arrasto, a distinção está no fato de não se efetuar medidas de tempos de arrasto. A resolução fica definida pelo espaçamento dos fios. Nesta experiência contamos com dois planos que fornecem informação na coordenada y , carente no sistema de câmaras de arrasto. Precisamente, os planos se localizam em $z = 130.8\text{ cm}$ e $z = 175.0\text{ cm}$; têm área ativa de $576 \times 576\text{ cm}^2$ e seu meio radiador é composto de uma mistura gasosa de 83% Ar, 17% CO_2 e 0.3% Freon. Seus fios são espaçados de 2 mm.

2.3.2. Momento

Em experimentos de alvo fixo normalmente determinam-se os momentos das partículas pela deflexão que suas trajetórias sofrem ao atravessarem uma região de campo magné-

tico, idealmente homogêneo, ou seja, necessita-se de magnetos analizadores e de determinação de posição antes e depois do magneto.

No caso do campo ter a forma $\vec{B} = B_y \hat{y}$, as partículas recebem um impulso de momento transversal dado por

$$\Delta p_x = -e \int B_y dz \quad (2.6)$$

$$|\vec{p}| = e \int B_y dz / (\text{sen}\theta_i - \text{sen}\theta_f) \quad (2.7)$$

onde θ_i e θ_f são respectivamente os ângulos projetados no plano (x, y) que a trajetória da partícula faz com a direção z antes e depois de atravessar o magneto.

O erro no momento depende essencialmente do erro na medida da posição:

$$\frac{\delta p}{p} = 2p / \Delta p_x (\delta x / L) \quad (2.8)$$

L é a distância da abertura do magneto ao detetor de posição δx é a incerteza na posição.

A E769 contou com dois magnetos de grande abertura intercalados com câmaras de arrasto, conforme a figura 2.2. Em ambos os magnetos o campo é orientado na direção $-y$. Na tabela 2.6 resumimos as especificações destes dois magnetos.

	M1	M2
Posição (cm) [†]	286.6	620.6
Comprimento (cm)	165	208
Dimensão na entrada (cm)	154×73	154×69
Dimensão na saída (cm)	183×91	183×86
Corrente (Am)	2500	1800
Δp_x (GeV/c)	0.21	0.32

[†] Posição no centro da magneto

Tabela 2.5. Especificações dos magnetos [BR88]

2.3.3. Identificação

Conforme visto na seção 2.1.2, uma partícula não emite radiação Čerenkov até que sua velocidade atinja um limiar mínimo. Este limiar é função do meio radiador e da velocidade das partículas. Usamos dois detetores Čerenkov de limiar segmentados, C1 e C2 [BA87b] (figura 2.2). Obteve-se diferentes limiares para a emissão de radiação preenchendo C1 com 100% de N_2 e C2 com uma mistura a 80% de He e 20% de N_2 , o que significa índices de refração de 1.00027 e 1.00012 respectivamente. A figura 2.19 mostra o número de fótons emitidos nos dois contadores como função do momento para a identificação de K π e p.

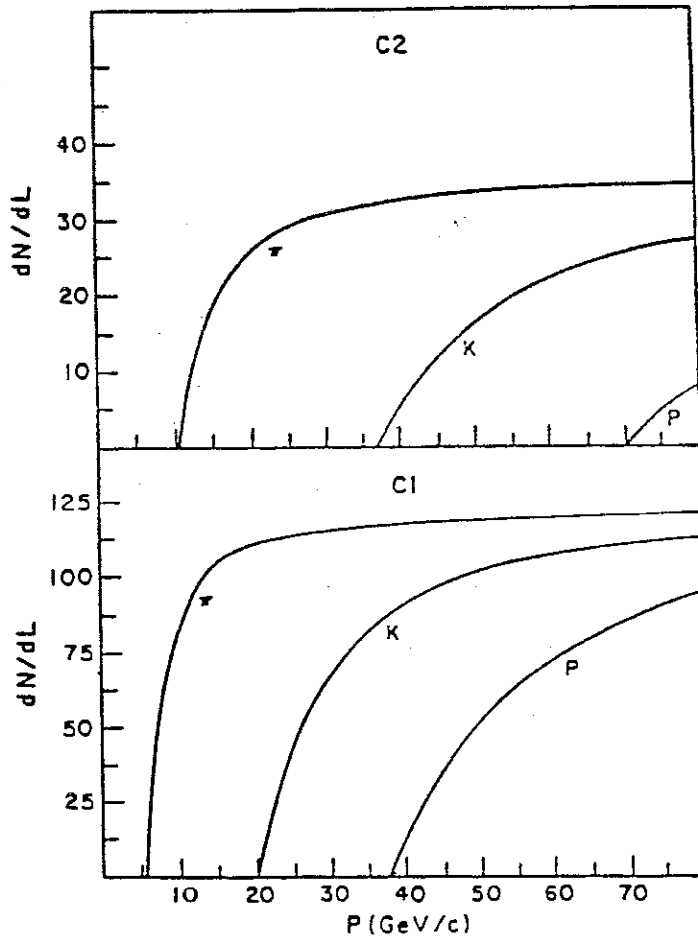


Figura 2.19. Número de fótons emitidos por metro de caminho percorrido versus momento, para C1 e C2.

Ineficiências à parte, a combinação da observação e da não observação de sinais luminosos em C1 e C2, permite a identificação de K, π e p para diversas regiões de momento. Káons, píons e prótons com momento até 6 GeV/c não sensibilizam C1 ou C2,

nesta região distinguem-se apenas de elétrons e múons que radiam em ambos detectores. De 6 a 20 GeV/c, K e p ainda não atingiram o limiar, nesta região os distinguimos de π . Entre 20 e 35 GeV/c, separamos as três partículas, e de 37 a 70 GeV, isolamos somente p, porque ainda não atingiu o limiar em C2.

A figura 2.20 mostra a segmentação dos espelhos de C1 e C2. Escolheu-se o tamanho dos espelhos na tentativa de reduzir a superposição de sinais em um mesmo espelho, ao mesmo tempo que deseja-se refletir toda a luz relativa a uma partícula em um único espelho. A região central dispõe de espelhos menores. A cada espelho corresponde uma foto-multiplicadora, que recebe em média de 10~12 foto-elétrons de sinal comparado a 1~2 de ruído. A recepção de um sinal desta magnitude não é tarefa simples, uma série de precauções detalhadas na referência [BA87b] foram tomadas para aumentar a eficiência dos detectores. Quando o sinal coletado não resolve ambiguidades na identificação, atribui-se uma probabilidade de acordo com a probabilidade a priori de produção para cada tipo de partícula. A eficiência na identificação depende do tipo e do momento da partícula, e deve ser avaliada caso a caso. No capítulo de análise tornaremos a tratar do assunto.

13	9		2		10		14	
11	7	5	3	1	4	6	8	12
25	21	19	17	15	18	20	22	26
27	23		16		24		28	

15	11		2		12		16			
13	9	7	5	3	1	4	6	8	10	14
29	25	23	21	19	17	20	22	24	26	30
31	27		18		28		32			

Figura 2.20. Segmentação de C1 e C2

2.3.4. Energia

Medimos a energia de partículas neutras e carregadas em dois calorímetros, um eletromagnético para e^\pm e γ e outro hadrônico.

Em calorímetros eletromagnéticos, e^\pm e γ de alta energia se multiplicam através de uma sucessão de radiações pelo processo de *bremsstrahlung* e produção de pares. Este processo gera um crescimento exponencial do número de partículas com número

de comprimentos de radiação, até que as partículas atinjam uma energia limite, E_c , para a qual a perda de energia por ionização passa a ser relevante e a produção de pares seja impossível. Embora não exista uma descrição rigorosa do fenômeno, um modelo simples explica satisfatoriamente a produção de chuveis eletromagnéticos [HE53]. O modelo supõe que a cada comprimento de radiação ($\chi_0 = 6.3\text{g/cm}^2$ e $E_c = 6.7\text{ Mev}$ para o chumbo) os γ convertam e os e^\pm radiem. O comprimento do chuvaeiro, em unidades de comprimento de radiação, será $l \sim E_0/E_c$, onde E_0 é a energia da partícula incidente [FE86].

O processo físico que causa um chuvaeiro hadrônico é completamente diferente do eletromagnético. Os hádrons interagem inelasticamente com nucleons do detetor, produzindo partículas de alto momento transversal $\sim 350\text{ MeV}/c$, de forma que os chuveis hadrônicos tendem a se espalhar por uma grande área, se comparada com os eletromagnéticos. A escala espacial de um chuvaeiro hadrônico é dada pelo comprimento de absorção nuclear λ ^(2.3), (130 g/cm^2 para o Fe) do meio em que se desenvolve. Experimentalmente, os dois chuveis se diferenciam pela forma da deposição de energia.

Em nossos calorímetros, intercalamos camadas de cintiladores e chumbo (no eletromagnético) e ferro (no hadrônico), de forma a coletar a luz depositada pelos chuveis.

SLIC

Nosso calorímetro eletromagnético conhecido como SLIC – *Segmented Liquid Ionization Calorimeter* – [BH85] é composto de 60 camadas de chumbo e cintilador líquido, cada conjunto correspondendo a 1/3 de comprimento de radiação e com uma área de $490 \times 240\text{ cm}^2$. O líquido envolve uma estrutura rugosa feita de alumínio coberto com teflon, responsável pela segmentação do detetor. A luz absorvida percorre a canaleta através de reflexões totais internas nas paredes de teflon até a extremidade onde encontram-se os coletores *wave shifters*. Os planos de segmentação estão orientados em três direções: Y, U e V. Y vertical, U e V definidas como nas câmaras de arrasto (figura 2.17). Uma única barra coletora recebe a luz de todos os canais de uma mesma direção

^(2.3) $\lambda = A/(\sigma\rho N_A)$, onde σ é a seção de choque inelástica, N_A , A e ρ são respectivamente o número de Avogadro, o número de massa e a densidade.

que estejam alinhados na direção do feixe. Cada uma destas barras desemboca em um fototubo ^(2.4), perfazendo um total de 109 canais para cada vista, conforme ilustra a figura 2.21. Cada canal passa por conversores ADC ^(2.5) que efetuam a integração dos mesmos, com o tempo de integração de 165 ns.

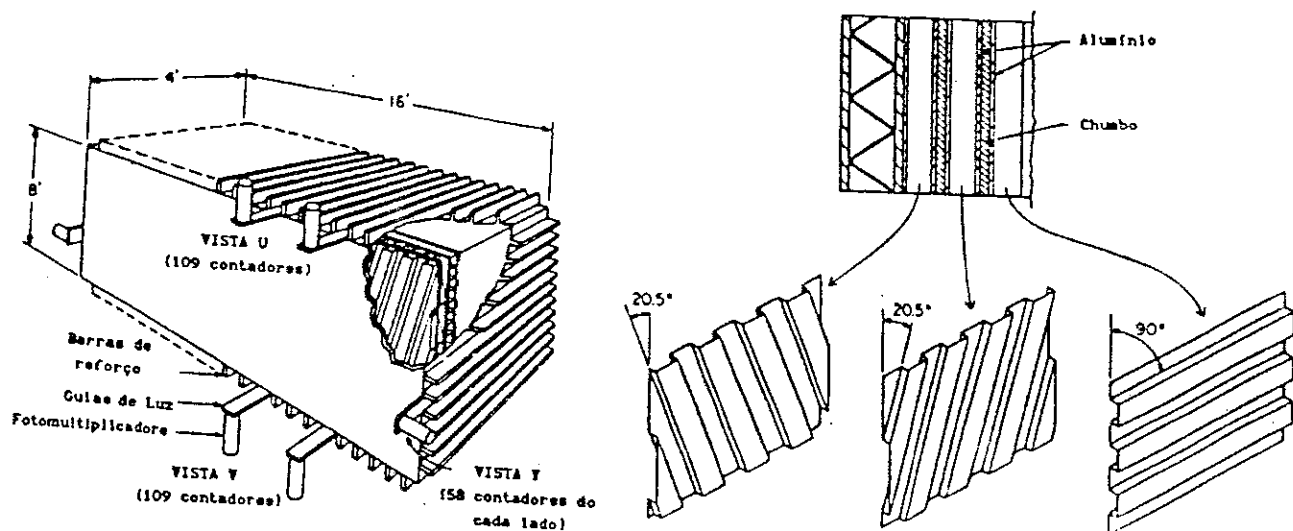


Figura 2.21. O calorímetro eletromagnético

A identificação de elétrons ou fótons sofre a contaminação de chuveiros hadrônicos freqüentemente iniciados no SLIC. Para este trabalho de tese, bem como na maioria dos canais estudados na E769 o SLIC só serviu enquanto parte do sistema de *trigger* de energia transversa. Por este motivo deixamos de discutir detalhes relativos à identificação de elétrons, resolução e calibração, amplamente desenvolvidos nas referências [SU84] e [BH85].

Hadrômetro

O hadrômetro [AP86] foi montado em dois grandes módulos localizados em $z = 19.62$ e 21.20 m respectivamente e com dimensões transversas de $490 \times 270 \text{ cm}^2$. No total são 36 camadas de 2.5 cm de ferro intercaladas com cintiladores segmentados nas direções

(2.4) Fototubo 4902 e 4900 da RCA

(2.5) Módulo Camac 2285A da Lecroy

x e y alternadamente (figura 2.22). Usamos polimetil metacrilato dopado com 1% de PPO e 0.001% de POPOP^(2.6) como cintilador. Cada barra de cintilador tem 1 cm de espessura e 14 cm de largura. Na direção y , dividiu-se a barra ao meio para possibilitar a extração de sinais pelos dois lados do detetor, tal como no SLIC. A leitura do detetor é integrada na direção z para cada módulo, através de guias de onda que conduzem a luz até os fototubos ^(2.7). Para a integração do sinal, submeteu-se a resposta do fototubo a sistemas ADC iguais aos do SLIC. O tempo de resposta neste caso foi de 250 ns.

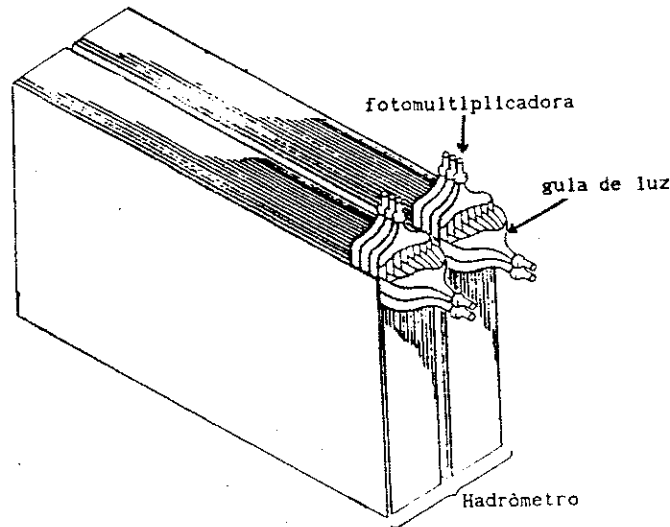


Figura 2.22. Hadrômetro

2.4. Sistema de seleção de eventos (*trigger*)

Nosso sistema de seleção de eventos em tempo real de tomada de dados tem basicamente dois componentes : o *trigger* de interação , que pretende notificar a efetivação da interação hadrônica; e o *trigger* de energia transversa, para enriquecer nossa amostra com eventos charmosos. Além destes temos cerca de 10 tipos de *trigger* destinados à calibração dos diversos detetores. Em seguida discutimos os dois principais sistemas de seleção sem nos determos a detalhes da eletrônica de sua implementação.

^(2.6) PPO (2,5-difenil-oxazol) elemento ativo; POPOP (1,4-di-(2-(5-fenil-oxazolil)) benzeno) atua como deslocador de comprimento de onda

^(2.7) 9791KB de EMI Eletronics Limited

2.4.1. Interação

Podemos entender a seleção de interações hadrônicas na E769 como composta de duas fases: a primeira deve garantir boas condições do feixe, a segunda impõe um número mínimo de produtos da interação. Este pequeno conjunto de requisitos conseguimos com três cintiladores: os dois primeiros montados antes do alvo. Um deles, o chamado *beam halo*, tem um furo circular de diâmetro $3/8'$ por onde espera-se que passem as partículas do feixe, naturalmente exige-se a inexistência de sinal deste cintilador. O segundo é quase o complemento do *beam halo*, trata-se de um pequeno cintilador circular (*beam spot*) de diâmetro $1.5'$, pelo qual deve passar o feixe. O terceiro e último cintilador de 0.5 cm de espessura, localiza-se logo após o alvo ($z = -0.25$ cm), e atua como um quinto tipo de alvo, responsável por 20% de nosso sinal de charme. Deste exige-se um sinal 5 vezes superior ao de uma partícula minimamente ionizante. Como interações duras que produzem charme normalmente geram um número maior de traços, comparado com os eventos ordinários, este *trigger* privilegia ligeiramente eventos charmosos. Sua eficiência para charme beira os 100% e é algo da ordem de 50% para eventos simplesmente hadrônicos. Cerca de 6% de nossa amostra de 400 milhões de eventos conta apenas com a exigência do *trigger* de interação.

2.4.2. Energia transversa

A E769 coletou dados repetindo o processo bem sucedido de seleção de eventos desenvolvido para a E691. O sistema baseia-se no fato de eventos típicos charmosos produzirem uma energia transversa total maior que eventos que não produzem quarks pesados. A figura 2.23 ilustra, com dados da E769, uma comparação da energia transversa, tal como o *trigger* a determinaria, para eventos ordinários, e eventos charmosos reconstruídos ($D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) sem qualquer exigência além do *trigger* de interação. Sabemos que o próprio *trigger* de interação favorece ligeiramente eventos charmosos, no entanto este fator não deve interferir nas conclusões que chegamos a partir da figura 2.23.

Para a operação deste *trigger* não dispunhamos de tempo para a reconstrução total, nem parcial, para a tomada da decisão de descartar ou não o evento. Os sinais do SLIC e do hadrômetro foram pesados e somados eletronicamente possibilitando a decisão do

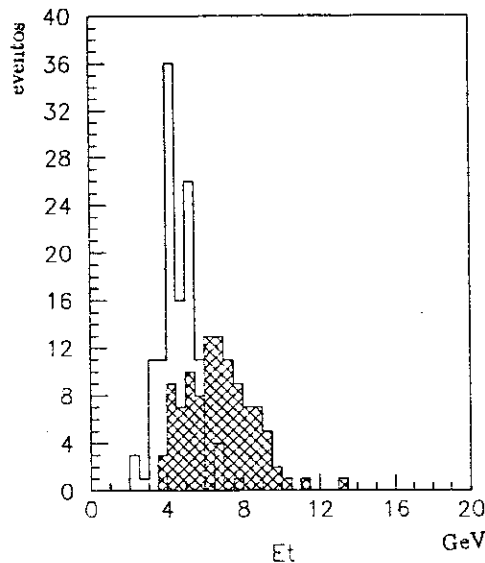


Figura 2.23. Comparação da energia transversa de eventos hadrônicos ordinários e para eventos charmosos reconstruídos ($D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (cc)) (histograma hachurado)

sistema em 100 ns. Atribuímos um peso proporcional à distância do canal ao eixo do feixe. A estrutura dos calorímetros é tal que permitiu que sinais em “quase cilindros” tivessem o mesmo peso.

A combinação do *trigger* de energia transversa e da identificação de partículas definiu diversos períodos da nossa tomada de dados:

E_{tS} - Dados tomados com o chamado *trigger* de energia transversa *standard*, que exigia $E_t \geq 5 \sim 6$ GeV. Estes dados eram compostos basicamente de píons. Para aumentar a amostra com feixe de káons os eventos satisfazendo E_{tS} foram pré-escalados por uma fator que variou entre 5 e 60. A eficiência deste *trigger* medida para os canais mais populosos, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (cc), foi de $78 \pm 8\%$

E_{tK} - *Trigger* que exigia além de E_t mínimo de ~ 5 a 6 GeV, a identificação das partículas do feixe como sendo káons. Alguma coisa como $\sim 25\%$ da amostra total foi de K.

E_{tB} - Essencialmente igual ao E_{tS} mas com exigência mais rigorosa, E_t mínimo de ~ 8 GeV. A amostra final chegou a cerca de 16% da total.

A partir do *run* 1772, foi instalado o sistema do *killer bit*, para diminuir a probabilidade de mais de uma partícula do feixe tomar parte do evento (veja seção 2.1.1). Ao final do período de tomada de dados, ajustamos a a pressão do DISC para indicar a presença de prótons. A E769 coletou eventos com um *trigger* de elétrons e outro de

dimensões idealizados para análises de canais específicos que não dizem respeito a este trabalho.

2.5. Sistema de aquisição de dados

O sistema de aquisição de dados (DA) de uma experiência em física de altas energias é responsável por registrar, em algum meio conveniente, geralmente fitas magnéticas, as informações fornecidas pelos digitalizadores dos diversos detetores, para cada evento selecionado. No caso da experiência E769, a informação é formatada e comprimida, mas não se tentou reconstruir o evento total ou parcialmente, durante a tomada de dados. Esta postura impossibilita qualquer tipo de seleção rigorosa dos eventos, e impõe a coleta de uma grande quantidade de eventos, que permitirão o estudo de um amplo espectro de questões postas à física de altas energias.

Dando seguimento ao estudo de partículas charmosas montamos no TPL um segundo experimento (E791) e construímos um sistema de aquisição de dados capaz de operar a uma taxa de 9.6 Mb/s para sanar este problema. Descreveremos este sistema após a apresentação do DA769.

2.5.1. Sistema de aquisição de dados da E769 (DA769)

Vários elementos do DA769 [GA87b] estão presentes no DA791, que discutiremos na seção 2.5.2, de forma que adiamos algumas explicações. A figura 2.24 mostra esquematicamente os principais componentes do DA769.

Toda a informação dos detetores é digitalizada em módulos Camac, distribuídos em 7 bastidores. Na primeira posição de cada bastidor Camac encontra-se um controlador inteligente –*Smart Crate Controller* (SCC)– responsável pela leitura dos demais módulos do bastidor. Os SCC, módulos desenvolvidos no Fermilab para a E769, são dotados de um processador Motorola 68000 e programados para executarem uma série de instruções relativas à leitura do bastidor, cada vez que o sistema de seleção de eventos determinar. A operação de leitura toma em média $0.6 \mu\text{s}/16\text{-bits}$, tempo relativamente curto se comparado ao de digitalização. O tempo de digitalização e leitura de eventos típicos de 1600 palavras de 16 bits é de $\sim 500 \mu\text{s}$.

Os SCC remetem os dados aos bancos de memória RBUF, via conectores situados nos painéis dos módulos. Os RBUF são escravos VME, compostos por dois depósitos

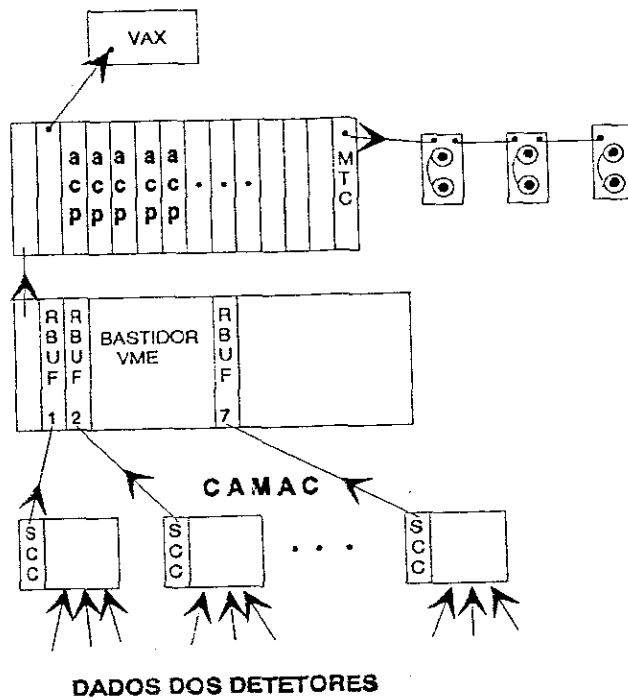


Figura 2.24. Sistema de aquisição de dados da E769

de 2K palavras de 16 bits. Enquanto um dos depósitos recebe dados do SCC o outro pode ser lido por um dos processadores ACPI [GA87a]. Cada SCC conecta-se com um RBUF a ele dedicado, de forma que existem 7 RBUF. Note que neste sistema, não há o perigo de mistura de fragmentos de eventos diferentes, porque a ocupação dos RBUF não se dá independentemente dos ACPI. Além do que os SCC requerem o sinal comum a todos os sistemas, proveiênte do sistema de *trigger* para iniciarem suas leituras.

Num segundo bastidor VME moram os processadores ACP e controladores de fita Ciprico Rimfire 3000 . O conjunto de processadores segue a mesma filosofia que discutiremos no DA791, para a qual um processador se dedica ao gerenciamento do sistema e os outros tratam os eventos. A maior diferença entre os dois sistemas é que neste, o único espaço de memória disponível se encontra nos próprios processadores, perfazendo um total de 22.5 Mbytes nos 16 tratadores de eventos. A taxa de coleta de dados de 1.5 Mb/s equivale a um total de ~ 30 Mb/*spill*. O sistema conta com três unidades de fita STC 2925 100ips para fitas de 6250 bpi. A taxa de registro em fita é de ~ 0.5 Mb/s, de forma que ~ 20 Mbytes são armazenados nos processadores e ocupam o período de *interspill* para ocuparem as fitas.

Os tratadores de eventos ocupam dois estados, coletam eventos ou os processam,

de acordo com a determinação do processador chefe. Normalmente, existem dois processadores retirando eventos dos RBUF, e nesta condição, comunicam-se entre si, para impedir a mistura dos fragmentos dos eventos. Os eventos que esperam para serem processados dividem-se em duas categorias, a normal e a de alta prioridade. Esta última designada a eventos especiais como os de calibração ou os de características do *spill* (*Scaller event*). No início de cada *spill* os depósitos dos controladores são reinicializados, e qualquer evento que ainda não tiver sido registrado fica inutilizado. A definição das duas filas impede que se percam os eventos especiais.

2.5.2. Sistema de aquisição de dados da E791 (DA791)

A experiência E791 sucedeu a E769 no *Tagged particle laboratory*. Os detetores sofreram poucas mudanças para este experimento, que registrou (1991/1992) 20 bilhões de eventos (50 Tbytes) produzidos em interações hadrônicas, com feixes de píons de 500 GeV a 2-3 MHz. O sistema de aquisição de dados foi totalmente redesenhado e praticamente todos os digitalizadores substituídos por exemplares mais modernos e rápidos. Para registrar dados a uma taxa de 9.6 Mb/s, com a eletrônica disponível na época, o DA791 precisou operar continuamente, aproveitando integralmente o período do *interspill*.

Apresentaremos o DA791 da seguinte forma: introduzimos cada um de seus elementos à medida em que aparecem no caminho traçado por cada porção de dados, desde a fronteira com os digitalizadores até o registro em fitas magnéticas. Em seguida tentaremos dar uma noção dinâmica do sistema. Por fim detalhamos alguns de seus componentes e o *software*.

A figura 2.25 expõe esquematicamente o DA791. Na fronteira com os digitalizadores (TDC para as câmaras de arrasto, ADC para os calorímetros e Čerenkov, SCANNER no caso dos SMD, etc), encontram-se os *Event fifo buffers* (EFB), grandes bancos de memória de até 80 Mbytes, que acumulam dados durante o *spill*, habilitando o resto do sistema a funcionar ininterruptamente. A partir dos EFB, o DA791 não sente a descontinuidade do feixe. Os digitalizadores responsabilizam-se por depositar a informação no EFB e para retirá-la contamos com os *Event buffer interface* (EBI), módulos VME que medeiam o transporte das informações dos EFB aos processadores ACP I. Tanto os

digitalizadores quanto os EBI gerenciam a transferência dos dados de acordo com suas necessidades. Os EFB atuam passivamente.

Mais de um EBI pode ligar-se a um mesmo banco de memória. Esta característica permitirá uma das maiores vantagens desta arquitetura, a modularidade. Todos os EBI de um determinado EFB são conectados a um mesmo cabo transmissor *twist and flat* de 32 bits, ligado à sua porta de saída de dados e, portanto, com a próxima palavra a ser lida. O EFB conta ainda com uma porta de controle, quatro canais de *status* e um de sinalização. Com as linhas de *status* o EFB indica sua condição, dentre quatro possíveis : cheio, quase cheio, quase vazio ou vazio. O EBI que leu a palavra da porta de saída ativa a linha de sinalização, indicando ao EFB que renove sua porta com a próxima palavra. Naturalmente não deixamos que mais de um EBI tenha acesso ao EFB ao mesmo tempo. O protocolo que regula a permissão para leitura do EFB faz parte da lógica do EBI. Num dado instante apenas um EBI da cadeia encontra-se no estado ativo, o que permite acesso ao EFB. Na inicialização do sistema, todos, exceto o primeiro EBI de cada série, são desativados, daí por diante a permissão passa de EBI para EBI.

A estrutura da porta de entrada de dados no EFB é semelhante à de saída. Os digitalizadores colocam a informação à disposição e sinalizam pela porta de controle de entrada. Notificado, o EFB deve reter a palavra disponível e passá-la alguns nano segundos (menos que 200 ns na E791) supõe-se que o canal está livre para a próxima operação. Nos EFB as operações de entrada têm prioridade sobre as de saída.

Vê-se, da figura 2.25, que cada EFB conduz uma parte da informação de um evento, posto que se liga a um único ou a um conjunto de detetores. Os processadores ACP I lêem os fragmentos dos eventos e os recompõem. Prontos, os eventos esperam alocados em suas memórias para que passem de forma integral às fitas magnéticas. É imperativo que cada ACP I tenha acesso a todos os 8 EFB do sistema, portanto, cada bastidor VME tem asseguradas 8 posições para os EBI. Caso identifiquemos algum problema com um EBI, o bastidor torna-se integralmente desativado. O mesmo não se aplica a processadores inoperantes, pois, neste caso, apenas o módulo defeituoso sai de circulação, implicando numa pequena queda de eficiência do sistema.

Para controlar as unidades de fita servimo-nos dos controladores Ciprico_Rimfire

3510, uma nova versão do utilizado no sistema DA679. Estes controladores contam com uma porta compatível com o protocolo SCSI (*Small Computer System Interface*), com o qual se ligam às unidades de fita Exabyte.

As Exabyte registram dados a uma taxa máxima nominal de 0.25 Mb/s (medida ~ 0.23 Mb/s), desempenho que não satisfaria um bastidor VME com 9 processadores. No entanto, seu baixo custo e tamanho reduzido permitiu que agrupássemos 7 unidades Exabyte e 2 controladores por bastidor. Antes do aparecimento das Exabyte, as fitas 9-track dominavam completamente os sistemas de armazenamento de dados. Estas ofereceriam à E791 as seguintes condições: 130–266 mil fitas, que ocupariam um volume compacto de 260–520 m^3 e custariam \$1200k–\$2400k. Nestas condições, as substituiríamos a cada 22 s durante a coleta de dados. Em contra partida, as Exabyte oferecem: fitas de vídeo 8 mm convencionais, com capacidade de 2.3 Gbyte. Num sistema de 8–10 Mb/s gastou-se \$100K–\$120K. Necessitamos 10k–20k fitas, a um custo de \$75K–\$150K, e que ocupam um volume 1.5–3.0 m^3 . Trocamos 42 fitas a cada 2:30 h.

Completamos a apresentação dos componentes do DA791 mencionando que contamos com um computador Vax 11/780, hospedeiro do conjunto de ACPI e que faz interface com o usuário.

Para compreendermos a dinâmica do funcionamento do DA791 é necessário esclarecer algumas das funções que os processadores desempenham. Em cada um dos barramentos VME, um dos ACPI tem função distinta dos demais, chamamo-lo chefe. O chefe não lê eventos dos EBI nem os processa. Atua como gerente do barramento, designando qual de seus subordinados deve utilizá-lo para leitura de dados, garantindo que o processo de esvaziar os EFB seja contínuo. O chefe também coordena a ação dos controladores Ciprico, indicando-lhes de qual processador devem retirar os eventos empacotados, para levá-los às fitas. Todos os demais módulos ACPI, de um mesmo barramento, recolhem fragmentos de eventos dos EBI, os processam e os armazenam em suas memórias, são os tratadores de eventos.

No instante inicial da tomada de dados, os programas do chefe e dos tratadores de eventos são carregados nas memórias dos processadores. O chefe inicializa seus subordinados, concedendo ao primeiro a posse do barramento VME para a leitura de dados. Todos os EBI do primeiro bastidor detêm o poder sobre as linhas de transmissão

dos EFB, de onde sairá o primeiro evento, enquanto todos os demais EBI permanecem desativados. Os eventos que começam pelo crivo do *trigger* de seleção passam a popular os EFB. Tem início a tomada de dados, veja figura 2.26.

O processador 1 do bastidor 1 lê o primeiro fragmento do primeiro evento e passa a permissão para a leitura do EFB, retentor dos “primeiros fragmentos”, para o EBI do segundo bastidor. O processador 1 pode, então, ler o segundo fragmento do evento 1, ao mesmo tempo, o processador 1, agora do segundo bastidor, obterá seu primeiro fragmento, agora do segundo evento. Cabe ao chefe de cada bastidor avaliar o momento em que um processador já recolheu eventos suficientes para deixá-lo ocupado processando-os, até que volte a sua vez de acumulá-los. A posse sobre o barramento passa ao tratador de eventos seguinte, e assim por diante. O sistema se estabiliza quando, em cada bastidor, um processador esvazia os EFB, enquanto todos os demais comprimem e empacotam eventos previamente armazenados. Dimensionamos o sistema de forma a manter todas as unidades Exabyte funcionando à máxima velocidade, ou seja impomos que elas sejam o caminho crítico do sistema.

A grande vantagem deste sistema reside em sua modularidade, o desempenho cresce linearmente com o número de “módulos” (bastidores), até que estes se equiparem ao número da EFB. Com 8 bastidores VME, o sistema DA791 operaria a ~14 Mb/s. Por outro lado, a falha de qualquer um de seus componentes, à excessão do EFB, não impede a coleta de dados.

Ciprico e Exabyte

Discutiremos alguns aspectos das unidades de fita Exabyte-8200 8 mm *Cartridge Tape Subsystem* e dos controladores Ciprico Rimfire 3510, no contexto do DA791. Informações mais detalhadas e gerais destes componentes obtem-se nos respectivos manuais [EX89] e [CI90].

Um controlador Ciprico comportaria até sete unidades de fita, através do barramento SCSI. No entanto sua taxa máxima de transferência neste barramento nominal é 1.5 Mb/s. Em tese, para não subutilizar as Exabyte, capazes de operar à 0.25 Mb/s, conectariamos apenas 6 destas a um Ciprico e esgotariamos o barramento. Realizamos uma série de testes a fim de confirmar os valores nominais das taxas de transferência.

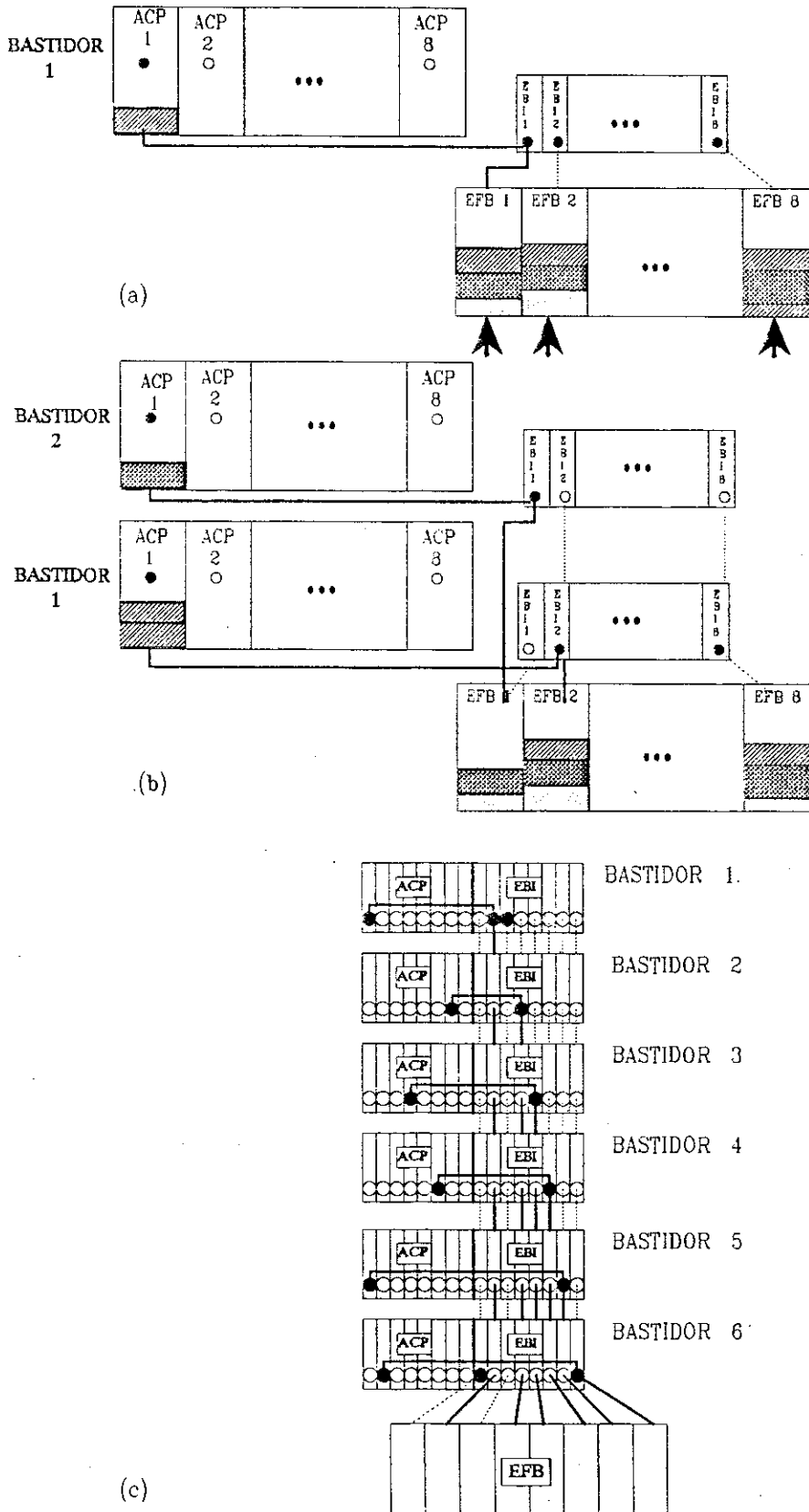


Figura 2.26. Dinâmica do DA791.(a) instante inicial, movimento do primeiro fragmento do primeiro evento, (b) movimento do segundo fragmento do primeiro evento conjuntamente ao do primeiro fragmento do segundo evento, (c) sistema em estado de equilíbrio

Comprovamos que, já com cinco unidades de fita, o barramento SCSI se satura. Conservadoramente, optamos por não conectar mais de quatro unidades por controlador.

O controlador não dispõe de memória interna, precisa de um hospedeiro, no nosso caso o ACP I chefe. O processador constroi, em sua própria memória, uma estrutura que segue o protocolo estabelecido pelo controlador, denominada de bloco de parâmetros e *status*. O controlador lê do bloco de parâmetros o comando a executar e escreve, no bloco de *status*, seu "relatório" depois de concluí-lo. O controlador dispõe de apenas quatro endereços por onde recebe sinais diretamente do processador, via VME, são chamados *hardware ports*:

- **address buffer** onde o processador escreve o endereço do bloco de parâmetros e de *status*;
- **channel attention** onde o processador sinaliza que há um comando a ser executado. Ciente, o controlador lê a memória do processador (bloco de parâmetros), e sabe que comando executar;
- **board status** o controlador informa se está pronto para receber um comando, ou se houve algum erro ao obter o comando a executar, ou ao depositar o bloco de *status* ao completá-lo;
- **adapter reset** escrevendo neste endereço, o processador causa um *software reset* do módulo.

No caso de transferência de dados, o controlador arbitra o barramento VME à medida em que for requisitado pelas Exabytes. Na maioria das comunicações entre controlador-processador, o primeiro atua como mestre no VME, o que é conveniente para este sistema, porque os Ciprico são mestres mais eficientes que os ACP I. Eles podem transferir um bloco de dados sob um único ciclo de arbitragem do barramento, o que significa uma velocidade de transferência de 1.1 palavra(32 bits)/s para blocos de 8 palavras. Os ACP I precisam requisitar o VME para mover cada palavra (32 bits), resultando em 0.3 palavras(32 bits)/s.

A maneira mais simples de requerer a execução de um único comando ao controlador utiliza o bloco de parâmetros e se dá escrevendo zero na porta **channel attention**, de forma a indicar ao controlador a presença do novo comando. Este tipo de comando é necessariamente utilizado no período de inicialização.

Uma segunda opção usa estruturas alternativas aos blocos de parâmetros e *status*: a lista de parâmetros e naturalmente a lista de *status*, cada uma composta de um cabeçário e múltiplas células, similares aos blocos únicos. São estruturas circulares nas quais podemos empilhar comandos, o controlador os executa quando lhe convier. A grande vantagem é não depender da conclusão de um comando para a requisição de outro. As listas são administradas pelo controlador e pelo processador, ambos têm acesso ao seu cabeçário, onde vivem ponteiros que indicam as posições de colocação e remoção de comandos. Depois de preencher um bloco de parâmetros e ajustar os ponteiros, o ACP I escreve no **channel attention** um número de 1 a 7 relativo, à lista em questão. Assimilado o comando, o controlador esvazia esta lista de parâmetros, ajustando os ponteiros residentes em seu cabeçário. O processo inverso ocorre com a lista de *status*, o processador esvazia e o controlador a preenche. Um mesmo comando pode ter múltiplos blocos de *status*, de forma que não existe uma relação biunívoca entre as duas listas. A primeira palavra de ambos os blocos os identificam. Admite-se um total de sete listas. Fica a critério do usuário definir o tamanho de cada lista, desde que não ultrapassem 65536 bytes. No caso do DA791, definimos uma lista para cada unidade de fita. No caso de erro, automaticamente o controlador requer à unidade de fita um relatório completo. A execução fica interrompida até que o processador decida prosseguir. Comprovamos ser inútil persistir em tentar operar uma Exabyte, em caso de erro.

As Exabyte EXB-8200 CTS, operam com fitas de vídeo convencionais de 8mm. Utilizam o sistema de varredura espiral que registra traços muito finos que fazem um ângulo agudo com a borda da fita, desta forma aumentando em muitas vezes a capacidade da fita. As cabeças de escrita, leitura e de controle, são montadas em um tambor que gira a 1800 RPM, resultando numa velocidade cabeça-fita de aproximadamente 360 cm/s. O movimento real da fita, no entanto, não passa de 1 cm/s, o que favorece a durabilidade do sistema fita-Exabyte. Mostramos este sistema de forma esquemática na figura 2.27.

Cada traço gravado consiste em 8 blocos de dados de tamanho fixo e uma área para controle interno. Estes blocos comportam até 1024 bytes de dados, 16 de endereçamento e outros 400 para o código de correção de erros (ECC), (ver figura 2.27). O bloco de 1 Kbyte é a unidade mínima de dados com que o sistema opera. Caso o usuário não

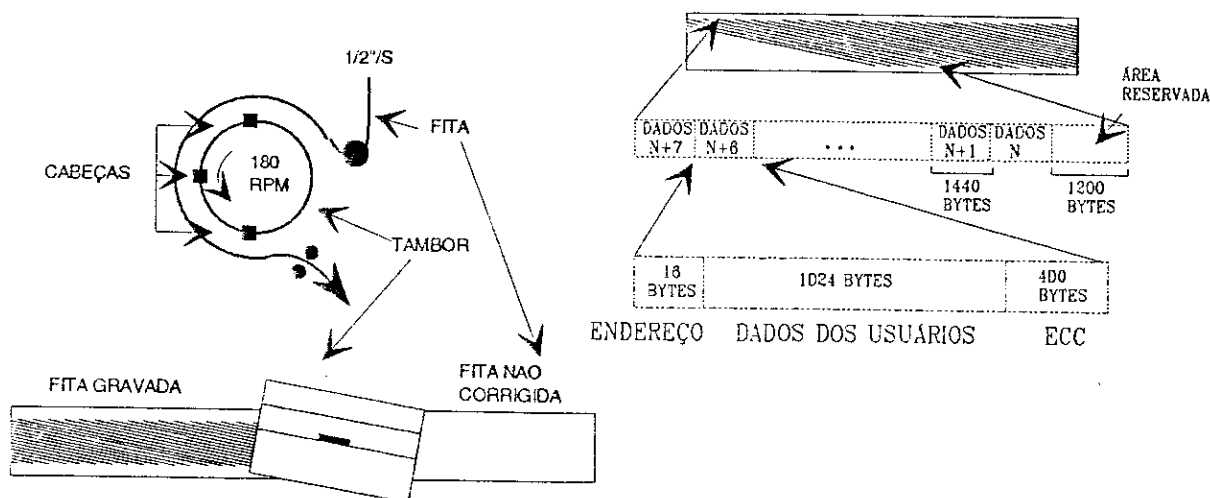
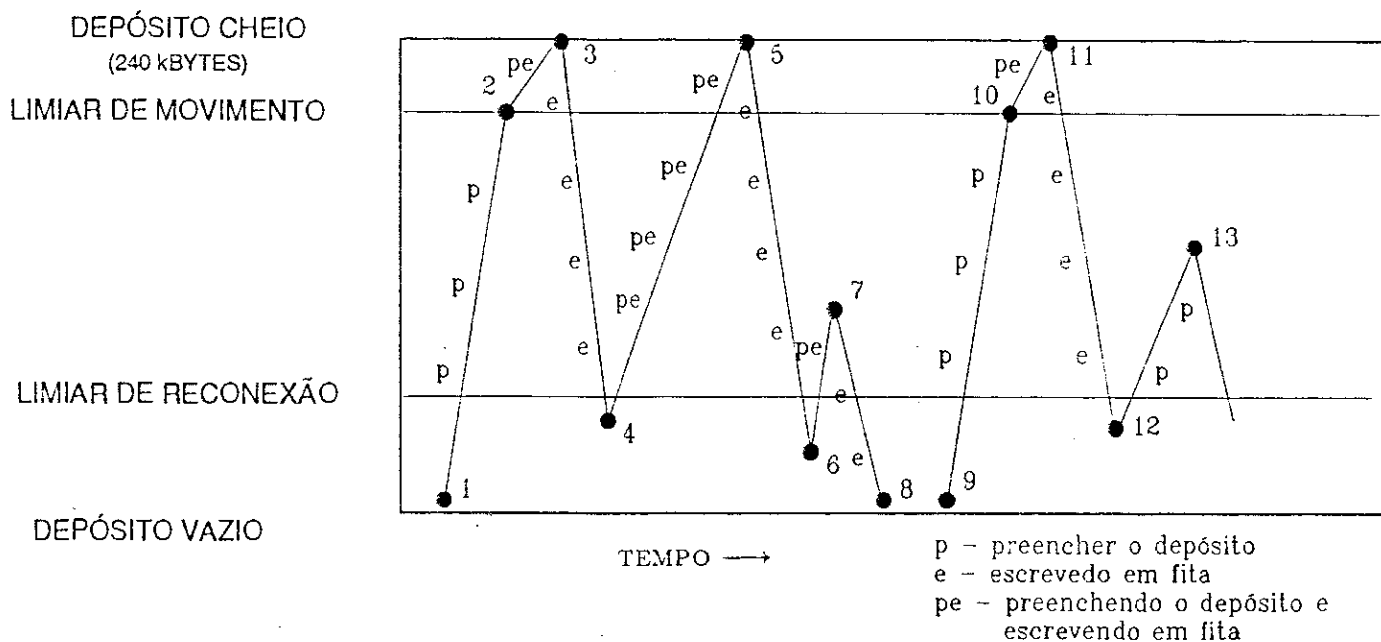


Figura 2.27. Sistema de varredura das unidades Exabyte

forneça informação suficiente para preenchê-lo, perde o espaço, que é completado com vazios. Automaticamente, cada bloco escrito sucede, uma tentativa de leitura, caso a operação fracasse o sistema se encorrega de reescrever a informação em outro ponto da fita. O usuário determina o número de tentativas, antes que seja configurada a condição de erro.

Optativamente, estas unidades de fita trabalham com uma pequena memória própria de 240 kbytes. Isto aumenta em muitas vezes seu desempenho tanto em velocidade, quanto em capacidade da fita. Em condições ideais, registra 2.3 Gbyte a uma taxa de 0.25 Mb/s. Quando não dispõe de dados, o sistema prossegue completando o traço e ainda mais um com vazios, tentando evitar que se interrompa o movimento do motor. Após 5 segundos, a fita é destensionada, permanecendo assim por 1 minuto antes que tambor com as cabeças seja removido da posição, e levará ~ 5 segundos para readquirir velocidade. Observamos que na opção de registro direto, sem o depósito, a velocidade pode chegar a 0.038 Mb/s. O funcionamento do depósito é mostrado na figura 2.28.

Os usuários estabelecem limiares de reconexão e movimento (figura 2.28), de forma a minimizar o número de paradas. Nós escolhemos 192 e 64 Kbyte para estes limiares, e observamos que, em condições de equilíbrio, os motores das Exabyte não param, nem tampouco foi utilizado o recurso de seguir preenchendo a fita com espaços vazios.



- 1- COMEÇA O PREENCHIMENTO DO DEPÓSITO, NÃO HÁ MOVIMENTO DE FITA
- 2- LIMIAR DE MOVIMENTO ATINGIDO; INÍCIO DO REGISTRO EM FITA
- 3- DEPÓSITO LOTADO; UNIDADE DESCONECTADA DA FONTE DE DADOS
- 4- DEPÓSITO ESVAZIANDO; LIMIAR DE RECONEXÃO
- 5- DEPÓSITO CHEIO; UNIDADE DESCONECTADA NOVAMENTE
- 6- LIMIAR DE RECONEXÃO
- 7- FONTE DE DADOS ESGOTADA
- 8- RESTANTE DO DEPÓSITO PASSADO PARA FITA; A UNIDADE PARA
- 9- MAIS DADOS PRODUZIDOS...

Figura 2.28. *Protocolo de funcionamento das Exabyte*

Para testarmos as condições reais de funcionamento e estabilidade destes dois componentes dispunhamos de cerca de 30 unidades Exabyte e 8 controladores. Mesmo erros muito raros deveríamos detetar nesta fase de testes. Escrevemos um programa em forma de menu, capaz de explorar todas funções, necessárias no programa do DA791. Ilustraremos alguns dos problemas encontrados [MI89].

Quando se aproxima o final da fita, mais precisamente, ultrapassada a marca do final lógico da fita (LEOT), o controlador é notificado e automaticamente a Exabyte passa a operar sem seu depósito de memória. A marca do LEOT (Logical End of Tape) é um dispositivo de segurança determinado pela unidade de fita. Inicialmente, ela se encontrava à 10% do final da fita, o que significa que consumiríamos ~ 90 min gravando

nesta região. A solução, aceita pelos técnicos da companhia, foi mover a LEOT para 1-2% do fim da fita.

A primeira versão de controladores que testamos não fazia transporte de blocos de dados, ou melhor, após a inicialização, transferia corretamente os dois primeiros blocos e de súbito passava a mover apenas uma palavra a cada arbitragem do VME. Reparado este problema, encontramos um outro muito sutil, que só se manifestaria com o uso intenso do barramento VME. O programa rodava por um longo tempo, quando de repente, todo o sistema parava, sem sequer uma mensagem de erro. De fato, ocorria que muito esporadicamente o controlador retinha a linha de endereçamento do VME (*address strobe*), imobilizando o barramento. Ainda com o controlador, notamos que freqüentemente ele não retornava o bloco de *status*, em operações de leitura, muito embora as efetivasse com sucesso.

Quanto às Exabyte, com frequência paravam, comunicando apenas *media error*, neste caso não atendiam a um *software reset*, tratando-se de um erro de caráter aleatório. Outros dois erros manifestavam-se no final da fita, tanto na marca do LEOT, quanto no final real. No primeiro, deixavam de responder ao controlador, que as desconectava. No segundo, como que não percebessem o final da fita, aceitavam comandos para escrever e confirmavam a execução sem erros, ainda que isso fosse impossível. Resolvemos todos estes problemas em contato permanente com a Exabyte, que aproveitou nossas sugestões nas versões seguintes das *PAL (programmable array logic)*, componentes das Exabyte.

Testamos também a qualidade das fitas de vídeo 8mm convencionais, escrevendo e lendo inúmeras vezes o mesmo seguimento da fita. Consideramos bom seu desempenho. Observando apenas que uma unidade que freqüentemente apresenta erros influi na durabilidade de uma fita boa e vice versa, no entanto não estabelecemos mecanismos de quantificar o fenômeno, que acima de tudo apresenta a característica da aleatoriedade.

EBI e EFB

Abordamos anteriormente as funções do banco de memória EFB e da interface EBI no contexto do DA791. Seguindo a estrutura da seção anterior, vamos retomar, de forma mais técnica, a discussão sobre estes dois componentes do DA791, que foram concebidos e desenvolvidos no Fermilab. A melhor documentação sobre o assunto encontra-se em

publicações internas à colaboração E791, por parte do grupo responsável pelo sistema de aquisição de dados [DA89].

Os EFB são configurados em bastidores com padrão *euocard*, 9U por 220 mm, que acomoda até 14 módulos e consiste das seguintes partes:

- **backplane** – onde conecta-se os módulos. Serve de via de comunicação para os mesmos, além de alimentá-los com +5 volts. Devido ao tamanho dos EBI deste experimento, produziu-se um *backplane* que comportasse 2 EBI integrais, com circuitos independentes que compartilham apenas a fonte de alimentação.

- **módulo de I/O** – que coordena as portas de entrada, de saída (RS485) e de *status*. Encontra-se, neste módulo, o microprocessador Zilog Z80, necessário para testes e para a inicialização. O Z80 comunica-se com o usuário por uma porta RS-232 que o liga ao Vax.

- **cartões de memória** – contém os bancos de memória e as *latches* de entrada e saída associadas a ele. Cada um destes comporta 16 Mbytes; portanto um EBI pode ter 16, 32, 48, 64 ou 80 Mbytes.

- **controladores fifo** – administram os ponteiros e contadores do banco de memória, garantindo o mecanismo de banco circular no qual a primeira palavra que entra é a primeira que sai (*First In First Out*)

A figura 2.29 mostra, de forma esquemática, como o EFB transporta a informação. Em cada cartão de memória existem duas *latches* de 4 palavras de 32 bits, para a entrada e duas para a saída de dados. Palavras de 32 bits entram no primeiro nível de *latch* do primeiro módulo e quando o completam (4 palavras), são movidas ao cartão de memória seguinte. Preenchido o primeiro nível, automaticamente a informação passa para o nível 2, o que requer um ciclo de memória para a “super palavra”. Dai, passa à próxima posição livre na memória, neste meio tempo o EFB pode acumular mais dados nas *latches* do primeiro nível. A retirada das palavras é semelhante. O desempenho do EBI depende do tamanho da “super palavra”, ou seja do número de cartões de memória. Na E791 eles aceitam, na pior hipótese, uma palavra a cada 200 ns (20 Mb/s)

A interface EBI permite passar dados dos EFB a qualquer mestre VME, no caso processadores ACP I. Produziu-se esse módulo (EBI) no Fermilab para tomar parte no DA791, tendo como requisito primeiro, a simplicidade. Eles foram fisicamente montados

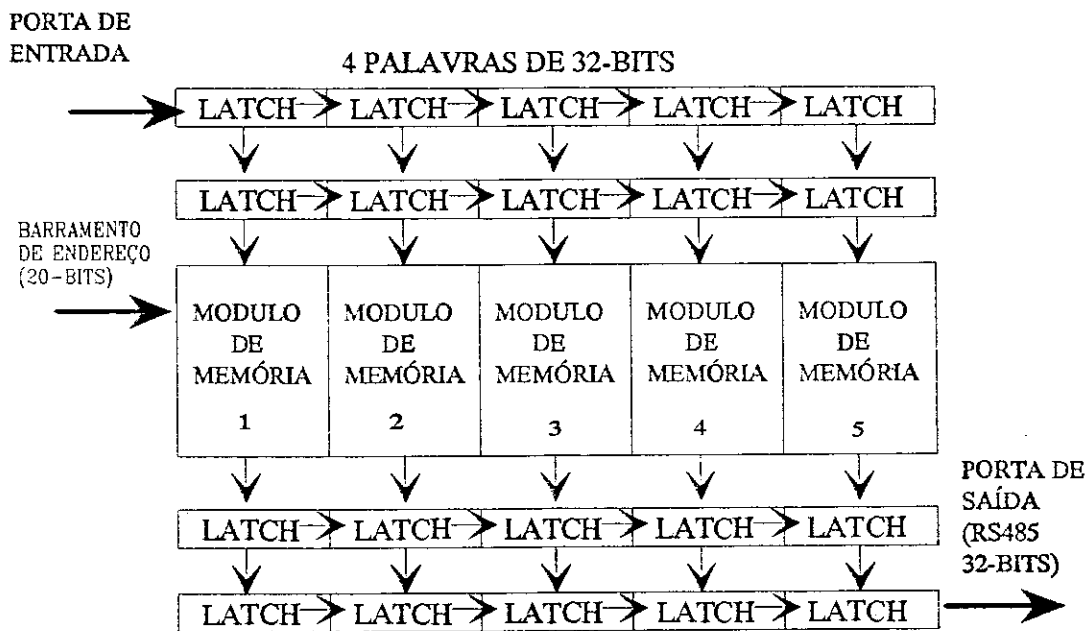


Figura 2.29. Movimento dos dados no EFB

pelo grupo do DA. Este módulo atua exclusivamente como um escravo para o protocolo VME ou seja, qualquer mestre VME pode, através dele, ler dados do EFB, obter seu *status* ou passar o controle do EFB para outro EBI.

O EBI só trabalha com a parte estendida (32 bits) de endereçamento no protocolo VME, e só faz transferência de palavras de 32 bits alinhadas. A descrição de seu padrão de endereçamento contribuirá para um melhor entendimento de suas funções:

- Os primeiros 16 bits do espaço de endereçamento estabelece a base do módulo, diferenciando-o dos demais EBI do barramento. Um conjunto de chaves no módulo define estes bits.
- Os outros 16 bits definem o espaço de 64 Kbyte disponíveis ao EBI que, na base hexadecimal, vão desde *bbbb0000* até *bbbbFFFF* (*bbbb* representa o endereço da base mencionado acima), como o EBI só trabalha com palavras de 32 bits, os endereços têm final 0, 4, 8 ou C.
- Os primeiros 32 Kbyte dão acesso normal ao EFB. Cada vez que se lê uma destas posições obtém-se como resultado a próxima palavra do EFB e, automaticamente, a seguinte torna-se disponível para a próxima operação de leitura.
- Através do endereço *bbbb8000* pode-se ler o EBI sem que este renove sua porta

de saída. Esta posição é utilizada para testes do EBI

- O *status* do EFB está mapeado nos 5 últimos bits do endereço *bbbb8004*. Antes de tentar ler o EFB, o processador deve verificar esta palavra.
- Qualquer valor escrito na posição de memória *bbbb8008* coloca o EBI inativo; na posição *bbbb800C* o torna ativo. Estas posições são utilizadas pelo processador chefe de cada barramento no período de inicialização. A posição *bbbb8010* o desativa, mas fá-lo passar adiante a permissão. Os EBI de uma cadeia são ligados por portas *Lemo* localizadas no painel do módulo. Um EBI passa a permissão mandando um sinal por sua porta de saída conectado ao endereço *bbbb800C* do módulo seguinte.

ACP e software

Do ponto de vista de *hardware*, os processadores ACPI não constituem nenhuma novidade para o DA791, visto que foram largamente utilizados anteriormente (E769 e E691), e portanto existe bibliografia sobre o assunto [GA87]. Por este motivo, não o discutiremos aqui. Optamos por apresentar alguns aspectos do *software* do sistema [ME92].

O *software* do DA791 foi escrito majoritariamente em FORTRAN, nas poucas exceções, utilizou-se o ASSEMBLER do Motorola 68020, para impor um melhor desempenho do conjunto. Três programas compõem o *software* do DA791. O primeiro roda no hospedeiro VAX 11/780, responsável pelo controle do sistema e interface com o usuário. Os demais rodam nos processadores ACPI. Apenas um ACP em cada barramento executa o programa do chefe, os demais processadores servem-se do terceiro e último programa do sistema, são chamados de tratadores de eventos.

A estrutura da intercomunicação entre os processadores do DA791 é uma extensão do DA769 para múltiplos bastidores. A configuração do *hardware* do sistema é transparente no que diz respeito ao *software*. No período de inicialização o VAX se encarrega de ler, de um arquivo, a configuração do sistema e passá-la aos demais, para que possam identificar os endereços de memória pertinentes para sua intercomunicação.

Existe uma hierarquia no sistema, que mantém o Vax no topo, seguido pelos chefes de cada bastidor e, por fim, seus subordinados. Isto significa que os processadores da casta mais inferior meramente cumprem ordens, em sua maioria provenientes de

seus chefes imediatos. Estes por sua vez executam comandos impostos pelo VAX, que pode obter informações diretamente dos chefes ou de seus subalternos. Com apenas uma exceção, os processadores inferiores não acessam a memória de seus superiores, tampouco se comunicam diretamente entre si. Devido a esta estrutura de intercomunicação, o programa dos tratadores de eventos é carregado em suas memórias antes do programa do chefe, que por sua vez precedem ao do Vax. Desta forma evitamos que os superiores tentem acessar os endereços de comando antes destes estarem devidamente inicializados.

Cada processador passível de executar comandos, tem em sua memória um *common block* chamado INTCOM, que se localiza em posição arbitrária da memória, mas um ponteiro para ele vive numa das poucas posições absolutas de que o ACP I dispõe, não utilizadas pelo sistema operacional. No INTCOM encontram-se as palavras COMANDO e COMPLETO, a cada bit dessas palavras atribui-se um comando. A execução de uma ordem se dá da seguinte forma:

O requerente verifica se o subordinado encontra-se desempedido para executar o comando, para isso os devidos bits das palavras COMANDO e COMPLETO devem estar desativados (nível lógico = 0);

Em seguida, ativa o bit da palavra COMANDO;

constantemente o executor verifica se lhe foi imposto algum comando e neste caso executa-o e ativa o referente bit da palavra COMPLETO;

Ao averiguar que sua ordem foi executada, o requerente sinaliza que está ciente desativando o bit da palavra COMANDO;

Só então o executor coloca-se livre para uma nova imposição do comando, desativando o bit da palavra COMPLETO.

Este protocolo não impede que vários tipos comando sejam executados simultaneamente ou seja, ao mesmo tempo que prepara uma lista de endereços de blocos de dados, prontos para seguirem para as fitas, o tratador pode executar outro comando, bem como como fornecer sua tabela de erros.

Programa dos tratadores de eventos

Os tratadores de eventos efetuam duas funções básicas: ler eventos e processá-los. Três

motivos nos permitem dizer que recolher os eventos é das tarefa mais delicadas efetivada pelos ACPI no DA791: apenas um processador em cada bastidor a executa; é a única forma pela qual libera-se os EFB para a aquisição de novos eventos e, por fim, depende fortemente do cobijado barramento VME.

Quando neste estado, não permitimos ao processador parar para averiguar se outros comandos o esperam, continuamente ele verifica se foi promovido ao outro estado, em caso afirmativo pára e notifica ao chefe, recolhe os oito fragmentos dos oito EBI em ordem e os acomoda em um depósito de memória de estrutura de acesso circular. Além das informações diretas dos detetores, os fragmentos dos eventos têm, em sua primeira palavra, um número gerado pelo sistema de *trigger* e que deve ser igual para todos os fragmentos de um mesmo evento. Ao ler cada fração do evento, o processador compara estes números e, em caso de incompatibilidade, ele interrompe imediatamente a coleta de dados e comunica ao chefe a ocorrência deste erro gravíssimo.

Ao tratar os eventos, os processadores esvaziam seus depósitos com dados brutos recolhidos numa etapa anterior, e preenchem outro depósito com dados devidamente formatados e comprimidos, quando for o caso. Veja na figura 2.30 a estrutura dos dados da E791. Neste estágio os processadores podem produzir histogramas de alta estatística, muito úteis para o acompanhamento da experiência. Devem ainda fornecer 1 a cada 1000 eventos, diretamente para o VAX para que se monitore, em detalhes, a qualidade dos dados.

Programa do Chefe

O processador chefe coordena o barramento. No período de inicialização ele :

- obtem os endereços de seus subalternos;
- torna inativos ou ativos (caso seja do bastidor 1), seus EBI;
- inicializa as unidades de fita;
- inicializa os controladores de fita, criando as filas de comandos referentes a cada uma de suas Exabyte.

O chefe escolhe qual de seus subordinados lê os EFB, observando os critérios de não sobrecarregar o barramento, nem deixar que os tratadores de eventos se desocupem. Neste sentido, ele só impõe uma mudança de estado quando o processador que lê os

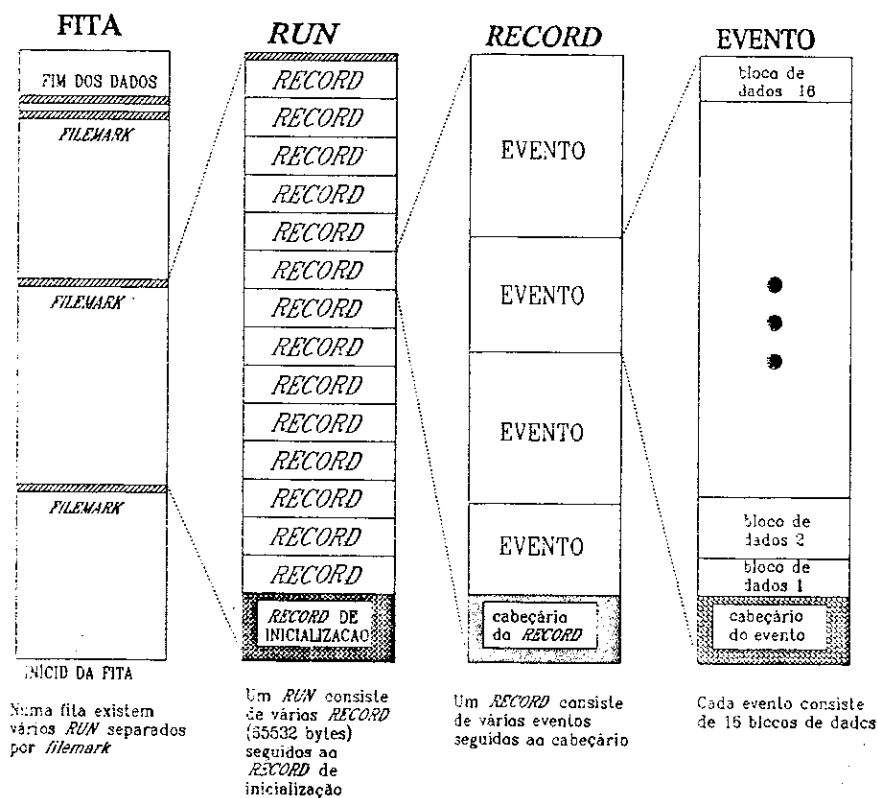


Figura 2.30. Formato dos dados da E791

EFB enche seu depósito de entrada, mantendo-o assim ocupado por mais tempo. Então escolhe o próximo, de acordo com o espaço que os processadores dispõem nos depósitos de entrada e saída.

De tempos em tempos, o chefe obtém os endereços dos blocos de dados prontos para seguirem às fitas, atualiza seus cabeçários com o número do controlador e Exabyte e os coloca nas listas dos controladores. Recolhe a informações dos controladores sobre blocos já em fita, verifica a ocorrência de alguma anormalidade, e em caso negativo, informa ao tratador de evento para que libere o espaço para um novo bloco.

Periodicamente o chefe requer as tabelas de erros de seu barramento e espera que o Vax as recolha. Quando as fitas se aproximam do fim, notifica o Vax para que este automaticamente imponha uma interrupção na tomada de dados.

Programa do Vax

O Vax faz a interface com o usuário, que roda todo o conjunto de programas simplesmente digitando DA. O programa Vax prepara uma tela (fig 2.31) na qual aparecem os comandos que o usuário pode necessitar. Para a tomada de dados regular, o usuário

deve apenas selecionar o comando *load*, que coloca as Exabyte prontas para gravar, e em seguida *start*. Para finalizar um run o Vax “desliga” o *trigger*, quando o EFB indicar que está quase vazio, automaticamente os chefes colocam todos seus ACP para processar os eventos. Ao terminarem os processadores assumem seu terceiro estado possível: parados. Com todos os blocos de eventos registrados, o chefe determina que os controladores escrevam duas marcas na fita e fica concluído o fim do run.

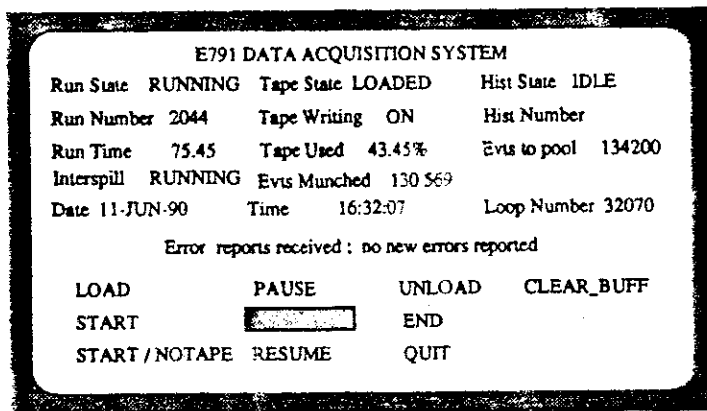


Figura 2.31. Tela do programa do DA791

Tivemos ainda um outro programa, o PASSO, que construiu um banco de dados para o experimento.

PASSO 1

Esta primeira etapa essencialmente determina trajetórias de partículas carregadas (traços) e seus momentos. O programa S1234 executa a maior parte do trabalho, o que inclui todos os traços que deixam rastro no SMD e seus respectivos momentos. Os traços reminentes, provenientes de partículas com maior longevidade como Λ e K_s , que decaem após o SMD, são tratados pelo segundo programa do pacote, o SESTER.

O S1234 começa por reconhecer as marcas de um traço apenas com a informação do SMD, justificável pela grande eficiência deste detetor. O programa cria listas de candidatos em cada uma das 3 vistas (X,Y e V), aceitando candidatos com marcas em todos os planos. As marcas que não se enquadrem nesta primeira leva podem ser aproveitados produzindo candidatos incompletos, desde que marcas na D1 ou nos PWC os confirme. Em seguida combina duas vistas e exige a confirmação da terceira. Resumindo, aceitamos traços com um número mínimo de seis marcas e no mínimo uma marca por vista.

Nesta fase, conhecida como *pattern recognition*, não usamos os dois novos planos do SMD, pelo alto grau de ruído e ineficiência^(3.1). Posteriormente, extrapolando os traços procuramos por marcas nestes dois planos e, finalmente, determinamos os parâmetros que melhor os representem, ajustando os pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. Em seguida o S1234 associa os pontos das câmaras de deriva aos traços do SMD. Para a direção y , na fase de *pattern recognition*, usamos a aproximação do *single bend point*, para calcular a trajetória das partículas nos magnetos. Determinamos automaticamente a carga das partículas pela direção que toma sob ação do campo magnético. Finalmente, efetuamos um ajuste completo, considerando a informação detalhada dos campos magnéticos.

^(3.1) De fato, esta ineficiência exagerada, e de certo modo "artificial", decorre de um erro no programa de reconstrução, a inversão da orientação dos dois primeiros planos de SMD (BY e BX). A consequência foi uma elevação do nível de background em nossos gráficos de massa. Atualmente estamos completando, no sistema ACP II, a fase de re-reconstrução dos dados.

O programa SESTER determina traços, a partir de marcas nas câmaras de deriva, não incluídas na lista utilizada pelo S1234. O objetivo sendo resgatar partículas que decaíssem após o SMD, tipicamente Λ e K_s .

PASSO 2/DST

De posse dos traços reconstruídos no PASSO 1, o programa PASS2 codifica a informação dos calorímetros, dos detetores Čerenkov e elabora uma lista de vértices. Como as informações dos calorímetros não serão utilizadas diretamente na nossa análise, passamos a comentar a reconstrução dos Čerenkov e formação de vértices.

O objetivo da reconstrução da informação dos detetores C1 e C2 é o de estabelecer probabilidades de cada traço ser um π , K , p , e ou μ . No caso dos léptons (e indiretamente dos hádrons também), consideramos, inicialmente, a informação do SLIC na atribuição das probabilidades. O primeiro passo é converter a luz observada nos fototubos em número de foto-elétrons. Com os momentos medidos, fazemos uma extrapolação, para cada opção de massa, do número de foto-elétrons esperado em cada fototubo. Para cada detetor e cada opção de massa definimos uma função de probabilidade na forma poissoniana deformada,

$$P(N, \mu, b) = \frac{\mu^N}{N!} (1 + b\mu)^{-(N+1/b)} \prod_{m=1}^{N-1} (1 + mb) \quad (3.1)$$

onde N e μ são, respectivamente, os números de foto-elétrons calculados e medidos e b expressa a deformação da distribuição poissoniana [BA87b]. A probabilidade atribuída a cada traço j de ser identificado como uma partícula do tipo i é dada por:

$$CPRB_{ij} = P(N_{C1j}, \mu_{C1j}, b)P(N_{C2j}, \mu_{C2j}, b)A_i \quad (3.2)$$

onde A_i são as probabilidades a priori, baseadas no número médio de partículas produzidas: $A_K = 12\%$, $A_\pi = 81\%$ e $A_p = 4\%$

O propósito da criação da lista de vértices é o de eleger candidatos a vértice primário da interação. Usamos apenas pontos do SMD e para cada traço definimos:

$$\chi_t^2 = \sum_{i=1}^n \frac{p_i^p - p_i^m}{\hat{\sigma}_i^2} \quad (3.3)$$

sendo n o número de planos de SMD sensibilizados, p^p, p^m e σ as posições previstas, as medidas e seus erros, respectivamente para os n planos de SMD.

Os parâmetros dos vértices provém da minimização da quantidade χ_v^2/DOF onde χ_v^2 é a soma dos χ_t^2 , para os traços que o compõem e DOF são os graus de liberdade do sistema, definidos como número de pontos experimentais subtraindo os vínculos e vale:

$$DOF = \sum_{j=1}^N n_j - (3 + 2N) \quad (3.4)$$

n_j é o número de pontos experimentais associados ao traço j , N o número total de traços no vértice, 3 representa os vínculos que definem o vértice e $2N$ os vínculos de cada traço forçado a passar pelas coordenadas do vértice.

O algoritmo procura por pares de traços tais que $\chi_v^2/DOF < 2.0$. A partir daí acrescenta-se outros traços, desde que mantenham-se compatíveis com o requisito acima. Os diversos vértices podem partilhar traços. Normalmente escolhemos como candidato a primário o vértice com o maior número de traços, embora tenhamos estudado a possibilidade de escolher aquele que mais se aproxime da trajetória do candidato a hádron charmoso.

A formação das fitas DST (*Data Summary Tapes*) advém da seleção da informação disponível ao final do PASSO 2. Cada fita de dados brutos corresponde a quatro fitas de PASSO 2 e 0.5 fita de DST.

PASSO 0

Este programa, desenvolvido para a E769, rodou concomitantemente com o PASS1 e objetivou criar um banco de dados, possibilitando uma avaliação da qualidade dos dados, o cálculo dos pedestais ^(3.2), e especialmente coletando informações necessárias ao código que faz a identificação do feixe.

^(3.2) Resposta dos fototubos a todo tipo de ruído, da própria eletrônica ou outras fontes de radiação indesejáveis.

3.2. Pré-seleção de eventos (*pair-strip*)

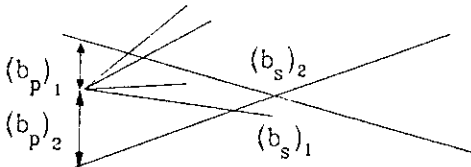
A primeira seleção imposta aos dados da E769 é comum à maioria das análises desenvolvidas pela colaboração e reduziu em ~ 15 vezes o tamanho da amostra. Consiste de uma opção relativamente rápida, uma vez que impõe muito menos restrições que qualquer programa de análise. Os critérios de seleção foram ajustados^(3.3) para oferecer uma eficiência de 100% para os principais canais ($D^0 \rightarrow K\pi$ e $D^+ \rightarrow K 2\pi$) e baseiam-se exclusivamente em características dos vértices primário e secundário. Em particular no caso do $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, a eficiência foi de 96%.

A idéia é combinar traços, dois a dois, exigindo ao menos um candidato a vértice secundário (tomamos por primário o vértice mais populoso da lista de vértices), que satisfaça os seguintes critérios:

- $z_{pri} < -6$ cm; $z_{sec} < -6$ cm – As coordenadas z dos vértices primários e secundário devem ser maiores que a da posição do último plano de SMD do feixe;
- $\sigma_{z_{pri}} < 180\mu\text{m}$ – O erro no vértice primário na direção z deve ser menor que $180\mu\text{m}$, este requisito impõe restrições na qualidade do vértice, note que por definição este candidato já passou pelo critério $\chi_{pri}^2/DOF < 2$;
- $CHIS \equiv \chi_{sec}^2/DOF < 5$ – Critério de qualidade imposto ao candidato a secundário;

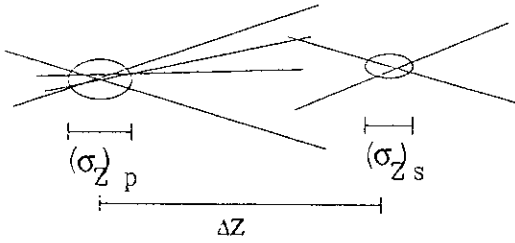
$$RAT = \prod_{i=1,2} (b_s)_i / (b_p)_i$$

- $RAT < 0.06$ – Este corte pretende evitar que os candidatos a traços de vértices secundários se ajustem também ao vértice primário;

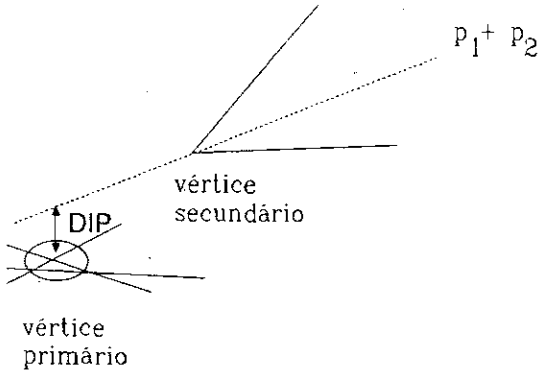
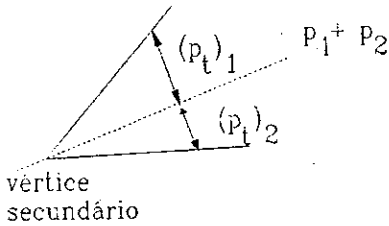


(3.3) No capítulo 4 discutimos em detalhes o método sistemático de escolha de critérios de seleção

$$SDZ = \Delta z / [(\sigma_z)_p^2 + (\sigma_z)_s^2]^{1/2}$$



$$PT2DK = \sum_{i=1,2} (p_t^2)_i$$



- $SDZ > 6$ – Um dos cortes mais poderosos de nossas análises representa a significância estatística da separação entre os vértices;

- $PT2DK > 1 \text{ (GeV/c)}^2$ – Trata-se da soma dos momentos transversos quadrados dos traços do vértice secundário com relação à direção da soma dos momentos. O corte se justifica pela tendência das partículas charmosas decaírem com alto momento transverso com relação à direção da partícula “mãe”;

- DIP – Parâmetro de impacto da trajetória do méson com relação ao vértice primário. Este critério não foi utilizado neste estágio, porque depende do canal específico em estudo. Está listado aqui por uma questão de completeza.

3.3. Monte Carlo (MC769)

O programa de Monte Carlo (MC) tenta simular, da forma mais completa possível, o experimento como um todo. Os objetivos e necessidades deste tipo de programa variam de acordo com o tipo de física que se pretende estudar. No caso de estudarmos propriedades físicas de partículas conhecidas, é indispensável saber com precisão a “resposta” do aparato experimental. Objetivamente, utilizamos o MC na determinação da “aceptância” do detetor (seção 4.2.1), fundamental para medidas de seção de choque, razões de ramificação, etc e na escolha de critérios de seleção, de forma a

eliminar, ao máximo, o *background*, perdendo o mínimo possível de eventos de interesse. No caso de procurarmos a possível existência de “nova física” não poderíamos efetuar a simulação, ainda assim o MC é uma ferramenta importantíssima no sentido de eliminar a “velha física”, ou seja compreender o *background*. A E769 enquadra-se integralmente no primeiro exemplo citado. Nosso MC gera eventos hadrônicos de acordo com os programas PYTHIA 4.8[BE87]/JETSET 6.3[SJ86]^(3.4) biblioteca do CERN e executa a simulação completa de todos os detetores, incluindo as “acceptâncias” geométricas, eficiências, ruídos e efeitos como espalhamento múltiplo e interações secundárias.

Dividimos o MC769 em duas partes principais: a geração e a digitalização, que fornecem eventos de MC no mesmo formato dos dados experimentais brutos. Estes devem, portanto, submeterem-se ao processo de reconstrução. O tempo de CPU no Vax 11/780 por eventos necessário em cada uma destas fases é ~ 25 s e ~ 7 s, respectivamente, e para a reconstrução consumimos ~ 20 s/evento de MC.

Devemos observar que crença cega no MC pode induzir a erros gravíssimos nas medidas finais. Precisamos saber apontar quantitativamente as possíveis falhas de um programa deste tipo. Por falhas referimo-nos à incapacidade de representar com fidelidade os dados. No final desta seção apresentamos algumas comparações entre os dados reais e as simulações do nosso MC769, de forma justificar nossa crença na qualidade do simulador e apontar as formas encontradas de correção no caso de discrepâncias.

3.3.1. O programa

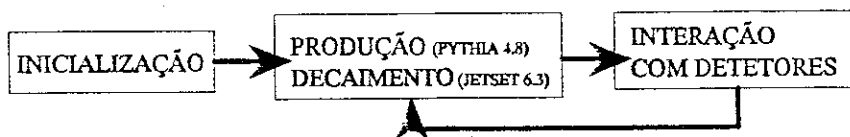
Geração

O programa GENERATOR produz o que chamaríamos de “Verdade” ou seja, tenta imitar a própria natureza, desde a produção de quarks pela interação entre pártons, passando pelo processo de decaimento e hadronização, até a interação das partículas com os

^(3.4) Temos uma segunda versão do MC769 que não usa o PYTHIA, também gera eventos de acordo com a QCD perturbativa de primeira ordem mas considera a massa do charme e não impõe cortes em p_t^2 , em seguida utiliza o programa FRITIOF [AN87] para dar conta da produção “mole”, os decaimentos seguem o mesmo caminho da primeira versão.

detetores, o que inclui espalhamentos múltiplos, interações secundárias, ionização nas câmaras de deriva, emissão de luz nos Čerenkov, etc.

O resultado deste programa, a tabela-verdade, servirá de entrada para o programa de digitalização, que simula o efeito dos digitalizadores e reproduz o formato dos eventos experimentais. Conservamos uma pequena parte da tabela-verdade no formato geral de eventos de MC. Podemos representar o programa esquematicamente por:



Inicialização – O programa inicializa diversas constantes referentes aos detetores, lê os arquivos `COMMANDS` e `DKMODE`, que contém informações definidas pelo usuário, tais como: número de eventos, semente para a geração de números aleatórios, parâmetro de dependência da seção de choque com o número de massa do alvo, massa do charme, tipo de feixe, tipo de quark gerado na interação “dura”, cadeia de decaimento entre outras. Possibilita a modificação de razões de ramificação (caso não especificado, o programa usa valores tabelados pelo PDG [RE90]). Finalmente chama a subrotina de inicialização `PTINIT` (do pacote `PYTHIA` da biblioteca do CERN)

Produção hadrônica (PYTHIA 4.8)/Decaimentos (JETSET 6.3) – A versão do MC769, adotada nesta tese, usa o pacote de MC desenvolvido pelo grupo Lund ligado ao CERN. A geração completa de eventos produzidos em interações hadrônicas resulta da convolução de seis fatores: (i) elementos de matriz de espalhamento “duro”, que inclui processos descritos pela QCD perturbativa de primeira ordem (no nosso caso $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ e $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$); (ii) funções de estrutura, o programa dispõe de várias parametrizações, mas nas interações envolvendo píons escolhe-se as funções de Duke e Owens [DU84] e [OW84]; (iii) radiação de estado inicial e (iv) final, onde se considera apenas as correções da QCD; (v) jatos de feixe, relevantes para feixes muito mais energéticos que o nosso; (vi) fragmentação, descrita pelo modelo de *string* mencionado no capítulo 1.

Destes itens, o (vi) e o (iv) são responsabilidade do `JETSET`, inicialmente desenvolvido para a física de e^+e^- e que também se encarrega dos decaimentos. Os tópicos

restantes estão incluídos no PYTHIA. Nosso programa está configurado para forçar o modo de decaimento de um dos quarks pesados criados. O outro quark segue os critérios do JETSET.

Interação com os detetores – O programa evolui a trajetória das partículas carregadas através de todos os detetores, determinando suas coordenadas x, y , para cada plano de SMD, câmara de deriva e PWC; inclui ainda desvios de trajetórias devido ao espalhamento múltiplo e ação dos campos magnéticos, além de interações secundárias no SMD. Gera o número de fotoelétrons liberados nos Čerenkov e a energia depositada nos calorímetros.

Digitalização

O programa DIGITIZER simplesmente lê a tabela-verdade e transforma suas informações em formato de resposta dos digitalizadores. Neste estágio inclui-se as eficiências dos detetores, ruídos e efeitos de *cross-talk*. A excessão da parte da tabela-verdade conservada, o evento de MC tem a mesma forma dos dados brutos reais

3.3.2. Comparação entre o Monte Carlo e os dados

Esta subseção pretende simplesmente comparar alguns aspectos do MC769 com dados reais (usamos nossos eventos de D^* , ver capítulo 4). A tentativa é de apontar algumas falhas conhecidas, que tratamos impondo correções *a posteriori*. Em contrapartida mostramos, também, alguns exemplos que comprovam a qualidade do simulador. Na figura 3.1.a e b mostramos, respectivamente, as distribuições de x_f e p_t^2 . A discrepância devida, principalmente, ao forte *leading effect*, presente no MC769, motivou a exploração de modelos alternativos de gerador (ver nota de rodapé 3.1). Para as seções de choque diferenciais, este fato não altera sensivelmente os resultados, devido ao fato de não modificar as curvas de “acceptância” (n° de eventos no pico de massa do MC/ n° de eventos gerados, em intervalos de x_f ou p_t^2). Nas figuras 3.1.c,d e e mostramos, para dados de MC, as distribuições do χ_t^2 , da coordenada z do vértice secundário e da soma dos momentos transversos dos traços carregados que atingem os calorímetros. Mostramos estas distribuições com o intuito de demonstrar a qualidade do nosso simulador.

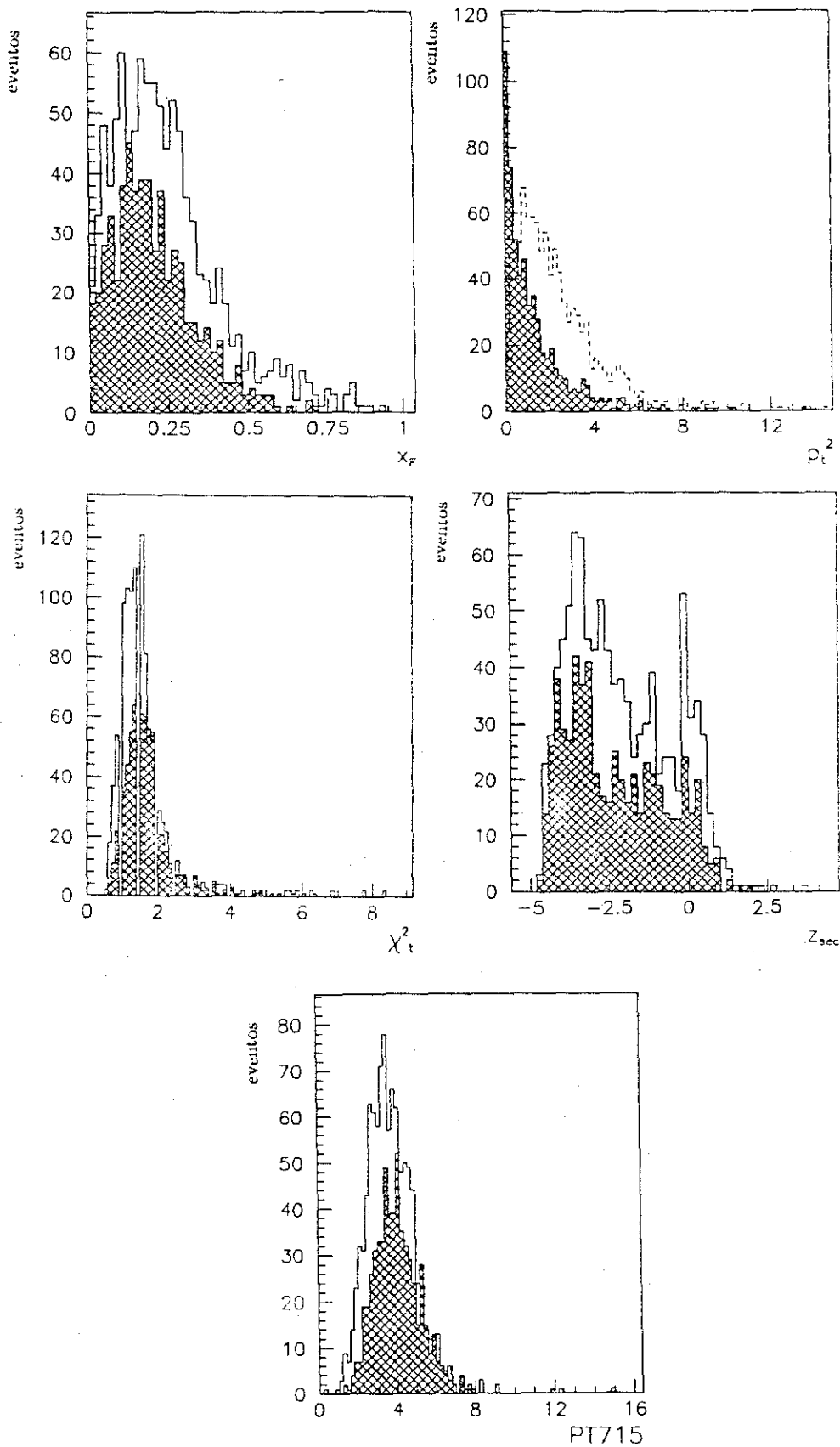


Figura 3.1. Distribuições para eventos de MC e dados (hachurado) (a) distribuição de x_F (b) distribuição de p_t^2 do D^{*+} (c) χ_t^2 (d) coordenada z do vértice secundário (e) soma dos momentos transversos dos traços carregados que atingem os calorímetros

Conforme mencionamos anteriormente, estudamos uma série de características da produção de charme através da produção direta do méson D^{*+} (ver seção 1.3), pela cadeia de decaimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_L^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (usamos o índice L alusivo a lento para diferenciar os dois π da cadeia). Este último capítulo, composto por três blocos, refere-se ao trabalho de análise e determinação de parâmetros físicos a ela pertinentes. No primeiro bloco abordamos a metodologia usada na extração do sinal, isto é, a escolha de restrições impostas aos eventos candidatos, mantendo o compromisso de eliminar o máximo de *background* e retendo ao máximo o sinal. Na segunda parte discutimos alguns resultados físicos da produção hadrônica: dependência da seção de choque com x_F , p_t^2 e com o número de massa do alvo. Finalmente, no terceiro bloco comparamos nossos resultados com outras medidas experimentais e com modelos teóricos

4.1. O sinal

Trabalhamos, na amostra de dados já pré-selecionada, com a exigência de vértices secundários nos eventos (ver seção 3.2). Impusemos uma segunda seleção, agora baseada no canal específico de interesse, com limites no espectro de massa. Por conveniência nesta segunda seleção procuramos somente por candidatos a $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e não restringimos o espectro de massa do D^{*+} . O programa é mais veloz por não procurar pelo π_L do decaimento do D^{*+} e produzimos uma amostra que serviu às análises do

D^* e do $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ inclusivo. Desta segunda seleção, obtivemos ~ 1.2 M de eventos, armazenados em duas fitas. Em seguida apresentamos detalhes desta segunda seleção e finalmente a obtenção do sinal final do D^{*+} .

4.1.1. Pré-seleção

Programas de pré-seleção de eventos são geralmente mais rápidos que os de análise, isto porque, muitas vezes, não há necessidade de varrer o evento completamente. Combinamos traços e selecionamos o evento tão logo um conjunto satisfaça os critérios de seleção (cortes). Enumeraremos adiante os critérios da pré-seleção dos candidatos a $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Antes vamos esclarecer a metodologia geral empregada na otimização dos cortes.

Procuramos partículas charmosas combinando traços associados a possíveis produtos de seu decaimento e calculando sua massa efetiva. Este método, naturalmente, produz uma quantidade imensa de combinações falsas. Dentro de um mesmo evento devemos averiguar todos os sub-conjuntos possíveis. A imposição de cortes rigorosos reduz o número de combinações espúrias, mas afeta, também, o número de combinações corretas. É necessário estabelecer um compromisso entre esses efeitos. Na E769 trabalhamos com a figura de mérito:

$$\frac{\text{signal}(\text{corte})}{\sqrt{\text{background}(\text{corte})}} \equiv \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (4.1)$$

Dito de outra forma, o valor ótimo de determinado corte deve ser tal que maximize a relação acima. O sinal é obtido de eventos de MC e o *background*, diretamente dos dados. Como nosso *background* é, essencialmente, devido à combinações aleatórias indevidas, temos justificativa para acreditar que seu comportamento seja linear, no intervalo de $\pm 150 \text{ MeV}/c^2$, em torno da massa da partícula em estudo. Se este for o caso, o *background* fora da região do sinal (valor tabelado da massa da partícula $\pm 30 \text{ MeV}$) é diretamente proporcional ao seu valor sob o sinal. Como o valor absoluto da quantidade S/\sqrt{B} não tem significado, usamos para B o número de combinações com massa efetiva fora da região do sinal. Observe-se que a aproximação de *background* linear não é óbvia. Quando ele tem origens físicas (reflexões de outras partículas, nas quais um traço é mal interpretado ou perdido, por exemplo), pode apresentar deformações na região do sinal

e o que argumentamos acima não vale. No caso de partículas com baixa estatística, a compreensão da forma detalhada do *background* é crucial, porém este não é o nosso caso. A utilização do sinal gerado por MC impede que escolhamos cortes que favoreçam flutuações estatísticas.

Curvas de S/\sqrt{B} com relação a qualquer variável de distribuição contínua tem um valor máximo e comportamento monotonicamente decrescente depois deste. Quanto mais acentuada a forma da curva, com relação ao máximo, mais efetivo o corte.

A metodologia descrita acima pode sugerir o contrário, mas a escolha dos valores ótimos de cada corte é um tanto subjetiva. Devemos, em primeiro lugar, considerar também as curvas de eficiência: $\epsilon(\text{corte}) \equiv S(\text{corte})/S_{\text{gerado}}$, sempre decrescentes, por definição. É comum a curva de S/\sqrt{B} apresentar um máximo muito suave, formando quase um platô, neste caso o valor ideal para o corte não seria exatamente o valor máximo, mas um valor mais suave, de forma a favorecer a eficiência. Como, em geral, os diversos cortes não são independentes uns dos outros, devemos conservar apenas os essenciais para minimizar possíveis efeitos sistemáticos. As curvas de S/\sqrt{B} podem modificar-se quando aplicamos vários cortes concomitantemente. Nosso objetivo é maximizar uma função de várias variáveis. Uma última observação: o sucesso do processo que descrevemos sustenta-se na fidelidade do MC aos dados reais. Na E769 a resposta dos detetores Čerenkov não é perfeitamente modulada pelo programa de MC, neste caso apelamos ao sinal extraído diretamente dos dados. Felizmente os valores relevantes de cortes nas probabilidades de identificação dadas pelos detetores Čerenkov são discretos, limitando o espectro de opções.

Em programas de pré-seleção, especialmente, desejamos utilizar o mínimo de cortes possíveis e com valores mais suaves que os obtidos pela figura de mérito 4.1, para deixar margem a estudos de efeitos sistemáticos. Esta postura conservadora tenta também diminuir a probabilidade de precisarmos repetir o processo. As grandezas relevantes nesta etapa são o fator de rejeição (R) e a eficiência.

$$R \equiv \frac{n^{\circ} \text{ total de eventos}}{n^{\circ} \text{ de eventos que sobrevivem}} \quad (4.2)$$

Naturalmente desejamos ambos R e ϵ grandes.

Com base no que acabamos de apresentar, selecionamos eventos enriquecidos em candidatos a $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Para tanto testamos combinações de dois traços que satisfaçam aos seguintes requisitos (definições na seção 3.2)

- Tenham cargas opostas.
- Atravessem no mínimo o primeiro magneto, caso contrário não lhes determinaremos os momentos.
- Sua massa invariante encontre-se no intervalo $1.864 \pm 0.15 \text{ GeV}/c^2$
- $SDZ \geq 6$
- $DIP < 120 \mu\text{m}$
- $RAT < 0.1$
- $CHIS < 5$
- $CHIP < 5$

Para este conjunto de cortes, a eficiência calculada com eventos de MC, e o fator de rejeição para dados positivos e negativos foi:

$$\varepsilon_{\text{positivos}} \sim 45\%$$

$$\varepsilon_{\text{negativos}} \sim 52\%$$

$$R_{\text{positivos}} \sim 32$$

$$R_{\text{negativos}} \sim 26$$

4.1.2. Sinal Final

Em todo o processo de análise de dados, utilizamos amplamente o pacote de manipulação e análise de dados Physics Analysis Workstation (PAW) [BR89], desenvolvido no CERN, especialmente para a área de altas energias. Em linhas gerais, rodamos uma vez o programa de análise produzindo um banco de dados, NTUPLE, que nos permitirá, através do PAW, um manejo interativo dos dados. As NTUPLE são matrizes cujas colunas referem-se a variáveis especificadas pelo usuário. No nosso caso, cada candidato a $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_L^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ representa uma linha desta matriz. Esta estrutura nos permite criar histogramas interativamente, com imposições nas diversas variáveis, bem como ajustar os dados por qualquer curva descrita por sub-rotinas em FORTRAN, além de ter uma excelente saída gráfica.

No programa de análise do D^{*+} procuramos, na lista de traços do SMD, por um par de traços de cargas opostas cuja massa invariante se adeqüe à janela de massa do D^0 (1.865 ± 0.15 GeV). Impomos algumas restrições suaves ao vértice formado por estes traços. Desejamos criar NTUPLE pequenas o bastante para caberem em disco. De posse do candidato a D^0 , procuramos na lista total de traços carregados, um terceiro traço de carga oposta à do K e aceitamos o conjunto desde que sua massa efetiva se ajuste à janela de massa do D^{*+} (2.01 ± 0.15 GeV/ c^2).

Todos os cortes, mencionados anteriormente, se aplicam ao vértice secundário e conseqüentemente ao D^0 , já que o D^{*+} decai por interação forte e portanto se confunde com o próprio vértice primário. A restrição mais eficaz e a grande responsável pela qualidade do sinal do D^{*+} é a limitação da diferença de massa entre os candidatos a D^{*+} e D^0 . O valor de $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0}$ é muito bem medido e vale 145.44 ± 0.06 MeV/ c^2 [RE90], portanto encontra-se no começo do espaço de fase do conjunto $K^\mp \pi^\pm \pi_L^\pm - K^\mp \pi^\pm$ que inicia em 139.6 MeV/ c^2 . Isto implica que, num *background* pequeno, se exigirmos que Δm esteja no intervalo $145.44 - \delta m \leq \Delta m \leq 145.44 + \delta m$, eliminamos uma quantidade enorme de combinações falsas. Além disto, por se tratar de uma diferença, efeitos sistemáticos se cancelam e medimos o sinal de Δm com uma resolução muito superior à do D^0 ou D^{*+} . Para se ter uma idéia, a largura do pico de Δm é ~ 1 MeV/ c^2 (figura 4.1) comparada a ~ 12 MeV/ c^2 para o D^0 ou D^{*+} . Isto significa que podemos fazer δm muito pequeno, sem diminuir a eficiência. Devido à pequena energia disponível ($Q = m_{D^{*+}} - m_{D^0} - m_{\pi_L} = 5.8$ MeV/ c^2) o π_L oriundo do decaimento do D^{*+} é normalmente lento e produzido muito próximo ao D^0 , de forma que sua trajetória passa próxima ao vértice secundário. A eficiência para a observação do π_L foi de 100%^{4.1} com os cortes finais impostos aos vértices. Intuitivamente poderíamos pensar que a exigência de um traço lento produziria uma elevação do *background* devido ao alto número de traços lentos formados na interação primária. Felizmente este fato não se confirmou e

^{4.1} Para determinarmos a eficiência para o π_L produzimos uma NTUPLE de MC na qual não há produção direta de D^0 , contamos inicialmente com o mesmo número de D^{*+} e D^0 , a única fonte de ineficiência relativa pode ser atribuída ao π_L . Aplicando todos os cortes de análise a exceção do corte em Δm obtemos 2806 ± 58 D^0 e 2847 ± 53 D^{*+} . Estes números indicam uma eficiência de 100% para a reconstrução do π_L . Com o corte em Δm com $\delta m = 2$ MeV/ c^2 encontramos 2529 ± 50 D^{*+} , uma eficiência de 90%

não observamos múltiplos candidatos a D^{*+} que compartilhassem o mesmo candidato a D^0 .

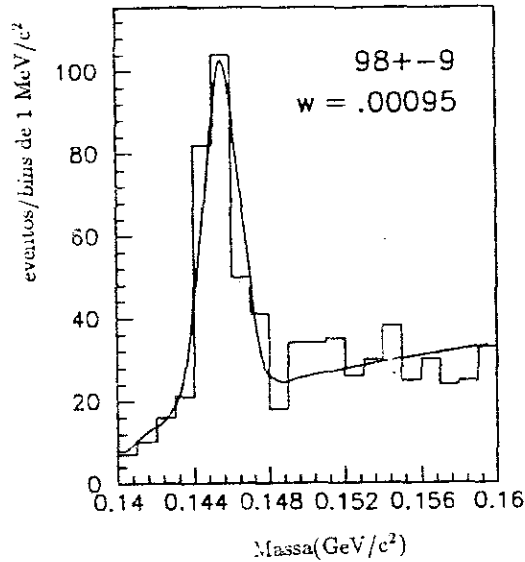


Figura 4.1. Diferença de massa entre o D^{*+} e o D^0 para o conjunto de dados negativos. A largura mediada da gaussiana do sinal foi $1 \text{ MeV}/c^2$

As distribuições das principais variáveis desta análise para eventos de MC e para o *background* encontram-se na figura 4.2, em ambos os casos os eventos passaram pelas duas pré-seleções (seções 3.2 e 4.1.1). O valor ótimo para a diferença de massa Δm (variável RMDIFF), não está correlacionada às demais variáveis, portanto, seguindo o método de S/\sqrt{B} , só necessita de uma iteração independente. Ilustramos na figura 4.3.a as curvas de S/\sqrt{B} e de eficiência para esta variável. Fixamos o valor de δm em $2 \text{ MeV}/c^2$. A eficácia deste corte nos permitiu suavizar os demais cortes, mantendo um nível de *background* aceitável.

A otimização dos demais cortes foi determinada em algumas etapas. Na primeira, tratamos cada variável independentemente. Nas seguintes, aplicamos o conjunto de cortes determinados em etapas anteriores e obtemos novas curvas de S/\sqrt{B} , etc. Na figura 4.3b e c mostramos curvas de otimização, para uma etapa intermediária, para as variáveis SDZ e PT2DK. O comportamento da curva de SDZ em torno do valor SDZ=6, aparentemente mal comportado, se deve às pré-seleções que, de certa forma, deformam a distribuição. Daí porque é seguro utilizarmos cortes de análise iguais ou mais intensos que os cortes de pré-seleção. A variável PT2DK atua de forma complementar aos demais

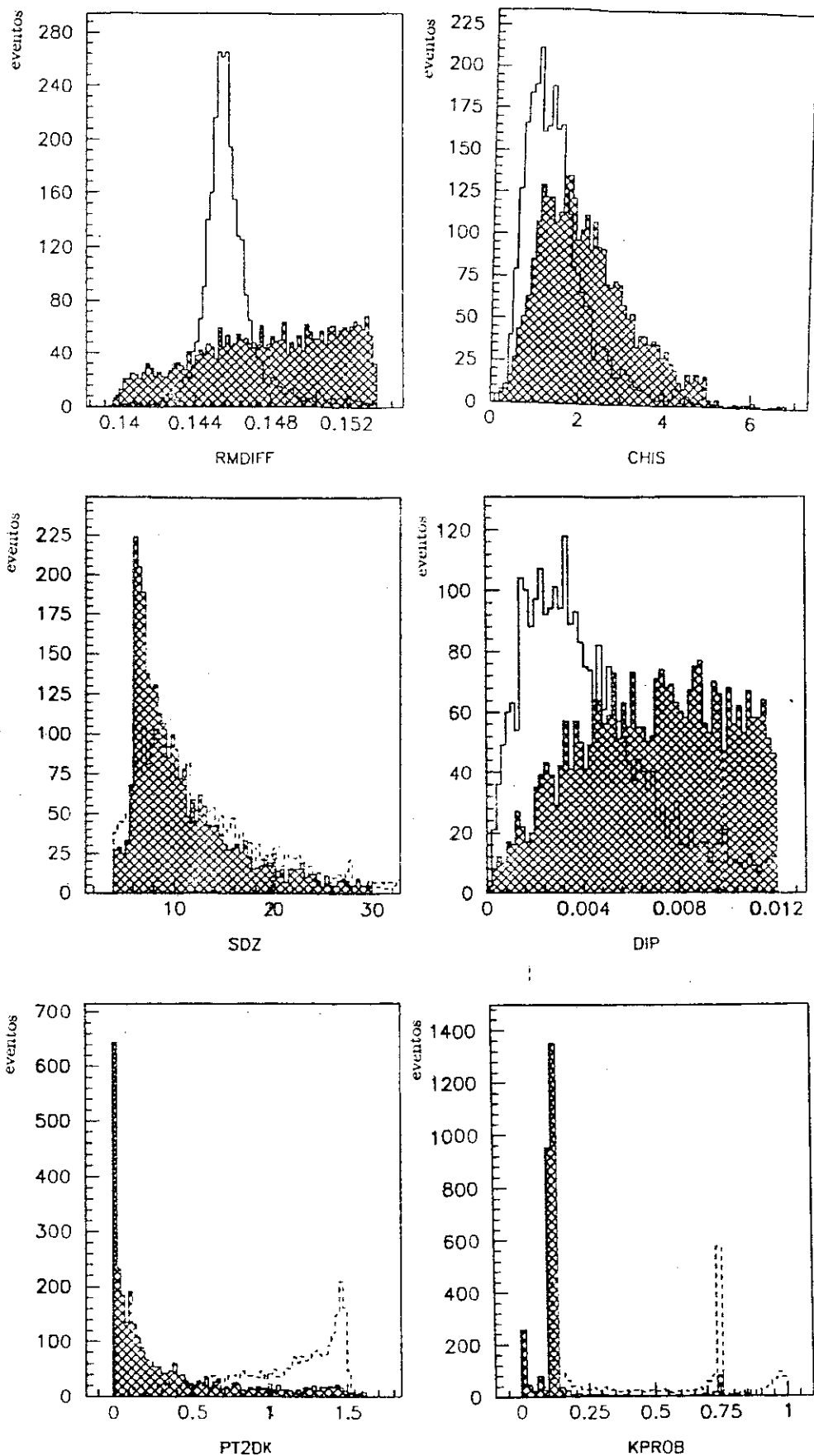


Figura 4.2. Distribuições de variáveis usadas na análise do D^{*+} para o sinal de MC e background (hachurado)

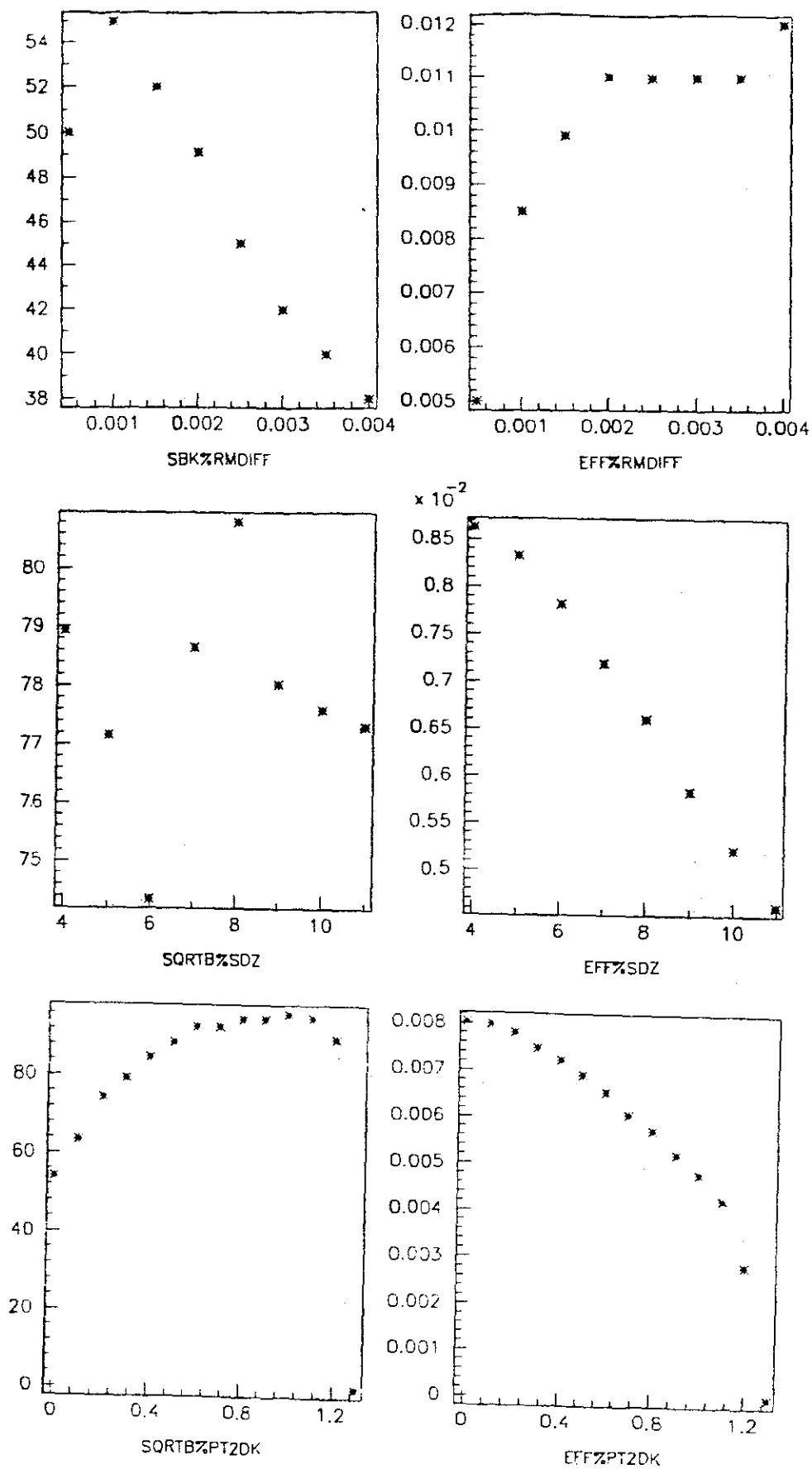


Figura 4.3. Curvas de S/\sqrt{B} e eficiência para (a)RMDIFF; (b)SDZ; (c) PT2DK

cortes de vértice. Uma quantidade enorme de combinações falsas, constituídas por traços muito próximos que compõem vértices de boa qualidade, são eliminadas pelo PT2DK. O corte RAT não mostrou-se efetivo nesta análise portanto mantivemos o valor das pré-seleções apenas para não esbarrarmos em efeitos sistemáticos. Um corte que merece tratamento especial é o corte na probabilidade Čerenkov do K (KPROB). O primeiro pico desta distribuição, na figura 4.2, indica probabilidade nula para a identificação do traço como K ou seja, o traço foi positivamente indentificado como outra partícula. A segunda saliência, em 12%, representa a probabilidade a priori de ser um K. Os outros dois a 75% e 100% indicam, respectivamente, que o traço não foi associado a um π e que foi positivamente identificado como K. Trabalhamos majoritariamente com o corte otimizado em $KPROB \geq 0.13$, no entanto apresentamos também sinais com $KPROB > 0.1$, utilizado especialmente na avaliação de erros sistemáticos. Listamos abaixo todas as restrições impostas ao sinal do D^{*+} .

- Traços candidatos a K tenham carga oposta à dos π
- Os candidatos a K e π devem constar da lista de traços do SMD. O candidato a π_L pode, também, constar da lista de traços com informação somente nas câmaras de arrasto, isto porque o sistema SMD pode deixar de encontrá-lo por sua proximidade aos demais.
- Os três traços devem ultrapassar pelo menos o primeiro magneto
- Janela de massa do candidato a D^0 : $1.864 \pm 0.15 \text{ GeV}/c^2$.
- Janela de massa do candidato a D^{*+} : $2.01 \pm 0.15 \text{ GeV}/c^2$.
- $0.1454 - 0.002 \leq (m_{D^{*+}} - m_{D^0}) \leq 0.1454 + 0.002 \text{ GeV}/c^2$.
- $KPROB \geq 0.13$ para candidatos a K com momento inferior a $40 \text{ GeV}/c$.
- $KPROB \geq 0.10$ para candidatos a K com momento superior a $40 \text{ GeV}/c$.
- $SDZ \geq 7$.
- $DIP < 90 \mu\text{m}$.
- $RAT < 0.1$.
- $CHIS < 5$.

Na figura 4.4 apresentamos o sinal final total (417 ± 17 ou 458 ± 21 para $KPROB > 0.1$) e subdividido em tipos de feixe^{4.2} (281 ± 14 feixe de π ; 66 ± 7 feixe de K e 44 ± 6 feixe de

^{4.2} Exigimos probabilidade de identificação das partículas do feixe superior a 90%

p). Todos os gráficos de massa de nossa análise foram ajustados por uma gaussiana na região do sinal, com valor central sempre fixo e largura, na maioria dos casos, também fixa pelo valor do MC (os ajustes da figura 4.4 têm largura fixa em $12.5 \text{ MeV}/c^2$). Para representar o *background* usamos uma reta de parâmetros livres. Determinamos estes parâmetros pelo método de *Maximum Likelihood*. Os resultados, que mostramos nas próximas seções, referem-se aos dados com feixe de π e com os feixes de K e π conjuntamente.

4.2. Parâmetros da produção de D^{*+}

Esta seção pretende, a partir dos sinais obtidos na seção anterior, extrair resultados físicos da produção hadrônica do D^{*+} , para que possamos, então, compará-los com o de outras colaborações e com modelos teóricos discutidos no capítulo 1. Não apresentaremos resultados relativos ao feixe de prótons devido à baixa estatística. A contribuição do feixe de K pelo mesmo motivo não figura isoladamente em nossos resultados. No entanto, por se tratar de um feixe mesônico, sua contribuição aparece conjuntamente à dos pions em nosso resultado de maior estatística. Para o estudo de *leading effect* naturalmente usamos apenas o feixe de π .

Obtivemos nossos resultados por dois métodos estatísticos independentes. No primeiro, estudamos cada propriedade (dependência em x_F , p_t e A) independentemente, dividindo o sinal em intervalos da variável em questão, corrigindo-os pela “acceptância” e ajustando os parâmetros que descrevem as características da produção pelo método dos mínimos quadrados. No segundo método ajustamos todos os parâmetros conjuntamente pelo método de *Maximum Likelihood* (ML). O ML tem aplicação mesmo com baixa estatística, no entanto, pode fornecer parâmetros incorretos na vizinhança de máximos locais. A confiança nos resultados obtidos requer cuidados especiais porque não há uma forma óbvia, visual por exemplo, de confirmá-los.

Nosso próximo passo é o cálculo das curvas de “acceptância” e suas correções. Em seguida apresentamos os resultados pelos dois métodos citados e, finalmente, os comparamos.

estimada segundo a referência [JE91]

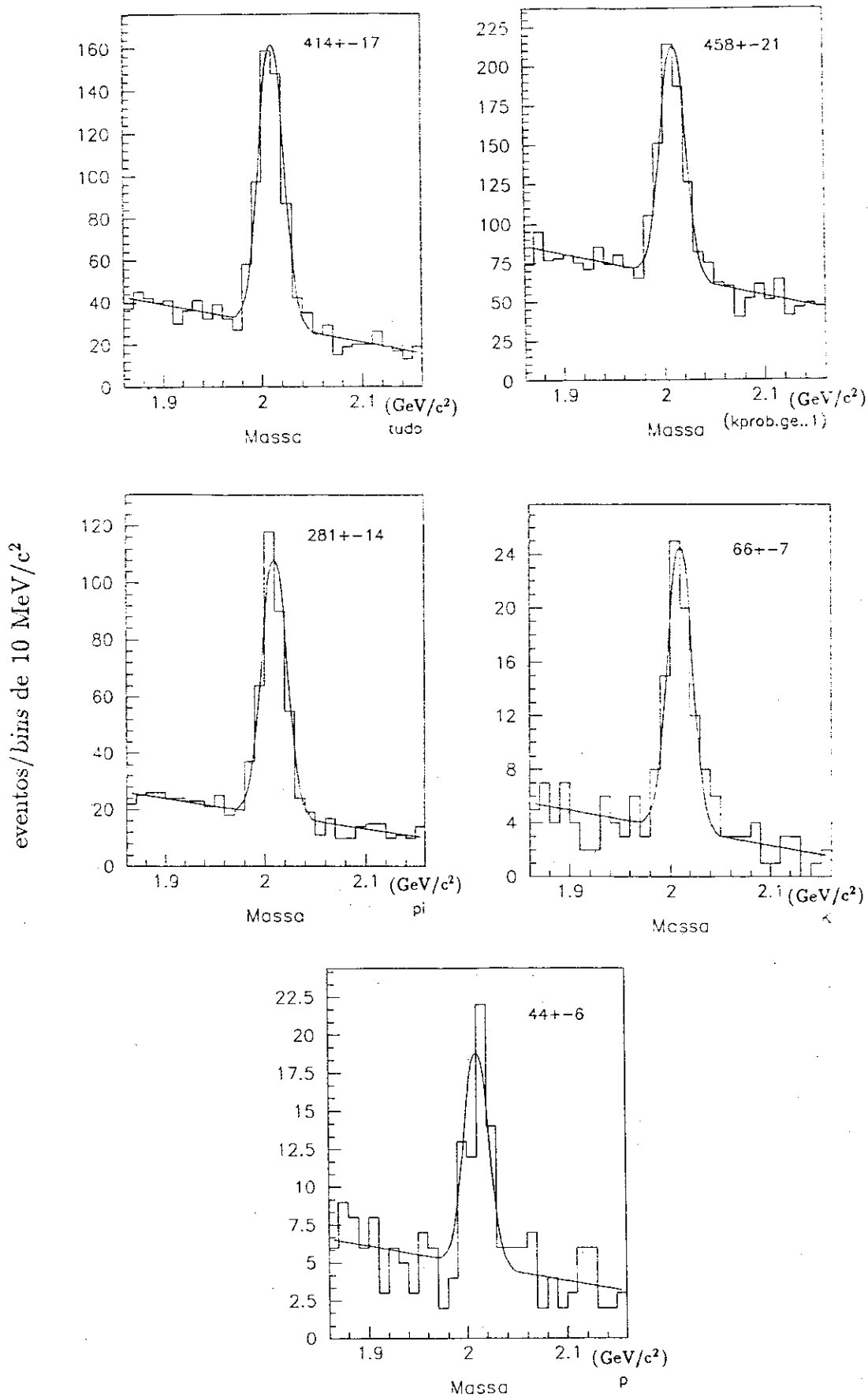


Figura 4.4. Sinais com cortes de análise (a) Total (b) Total com $KPROB > 0.1$ (c) feixe de π (d) feixe de K (e) feixe de prótons

4.2.1. “ Aceptância”

As curvas de “acceptância” são absolutamente fundamentais para o tipo de física que estudamos. Inteiramente fundamentadas no MC, elas fazem a tradução entre o que observamos e o que realmente foi produzido. Submetemos eventos gerados por MC ao mesmo tratamento aplicado aos dados, sabendo o que produzimos, estabelecemos o fator de correção aos dados:

$$a(x) = \frac{n^{\circ} \text{ de eventos de MC observados}(x)}{n^{\circ} \text{ de eventos gerados}(x)} \quad (4.3)$$

onde x , no nosso caso será x_F, p_t^2 ou A . Usamos o procedimento mais simplificado, com curvas independentes para cada variável. Para a análise do $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ [JE91b], nosso sinal de maior estatística, tentou-se uma forma de incluir correlações entre as variáveis nas curvas de “acceptância”. Os resultados, no entanto, não foram sensíveis a esta correção. Isto de certa forma respalda nossa opção por curvas independentes.

As discrepâncias entre as distribuições de x_F e p_t^2 para os dados e MC (figura 3.1) não afetam significativamente as curvas de “acceptância”^{4.3}, o que era de se esperar, já que as variáveis são, aproximadamente, independentes e as curvas são construídas a partir de valores em intervalos pequenos das variáveis, nos quais estima-se um comportamento aproximadamente constante.

Às curvas de “acceptância” aplicamos dois tipos de correções, uma devido ao *trigger* de energia transversa e outra à má simulação dos detetores Čerenkov pelo MC.

Correção do trigger de energia transversa

Nesta análise usamos correções à eficiência do *trigger* no que concerne a forma das curvas de acceptância, especialmente para x_F e p_t^2 . Duas categorias de efeitos interferem na resposta do nosso *trigger*, uma refere-se a efeitos constantes em média como eficiência e ruído dos calorímetros a outra categoria é o que chamamos de *out-of-time interactions*, ou seja a presença nos calorímetros de resquícios de outras interações. Acreditamos que nosso MC module corretamente o primeiro tipo de efeito. O segundo, embora

^{4.3} Argumento baseado na análise do D^+ com as duas versões do MC [LU91][JE91b]

reduzido pela ação do *killer bit* (sec 2.1.1), é mais complexo. Sendo muito dependente da intensidade do feixe, seu efeito varia muito durante a tomada de dados.

Para desviarmo-nos deste tipo de efeito *out-of-time*, parametrizamos a eficiência do *trigger* pela variável PT715, definida como a soma dos momentos transversos dos traços carregados vistos nas câmaras de arrasto D3 e/ou D4, e que, portanto, atingem os calorímetros. Estamos, com isso, supondo que a contribuição das partículas neutras não interfere na forma da energia transversa do evento charmoso. Estabelecemos as curvas de eficiência do *trigger* a partir de nossa amostra de D^+ , selecionada com o *trigger* de interação. Temos uma curva para cada tipo de *trigger* empregado ($E_{t\pi}$, E_{tb} , E_{tK} , etc.), para cada período da tomada de dados (R1: feixe negativo a 210 GeV/c; R2: negativo a 250 GeV/c; R3: π e K positivos a 250 GeV/c e R4: feixe de p a 250 GeV/c). Obtemos estas curvas dividindo um histograma de PT715 para eventos que passaram o *trigger* de interação e o de energia transversa pelo histograma de eventos aos quais exigimos apenas o primeiro. Para a seção de choque diferencial, procuramos apenas pela forma da eficiência e as diversas curvas são normalizadas e parametrizadas da seguinte forma:

$$\varepsilon_{trigger} = 1 - \frac{1}{\left[1 + \exp\left(\frac{PT715 - P_1}{P_2}\right) \right]} \quad (4.4)$$

onde P_1 e P_2 são parametros que dependem do período de tomada de dados e do tipo de *trigger*.

Com o número de eventos que temos, não podemos dividir nossa amostra em cada tipo de *trigger*. Assim, usamos uma curva determinada para eventos $E_{t\pi}$ ou E_{tb} . A figura 4.5 mostra esta parametrização para os três primeiros períodos da tomada de dados (não trabalhamos com o quarto e último período, ou run de prótons). Pelo mesmo motivo usaremos composição das curvas de aceitação, para não necessitarmos subdividir o sinal. Suponha que tenhamos produzido I_i mésons D^{*+} , mas que observemos apenas O_i destes, a “aceitação” (a_i) nos corrige o valor observado segundo a expressão $I_i = O_i/a_i$. Se $i = R1, R2, R3$ para cada período de tomada de dado, a “aceitação”,

a , que teremos que corrigir a soma dos valores observados, O , será dada por:

$$\frac{O}{a} = \sum_i \frac{O_i}{a_i} \quad (4.5)$$

$$\frac{1}{a} = \sum_i \frac{O_i}{O a_i}$$

Na tabela 4.1 temos os valores de O_i/O obtidos a partir do sinal do D^{*+} para as amostras de π e de $K + \pi$.

Feixe	R1	R2	R3
$K + \pi$	0.21 ± 0.02	0.44 ± 0.03	0.64 ± 0.04
π	0.24 ± 0.03	0.47 ± 0.04	0.28 ± 0.3

Tabela 4.1. Pesos relativos dados pelo sinal do D^{*+} para o cálculo da "acceptância" média

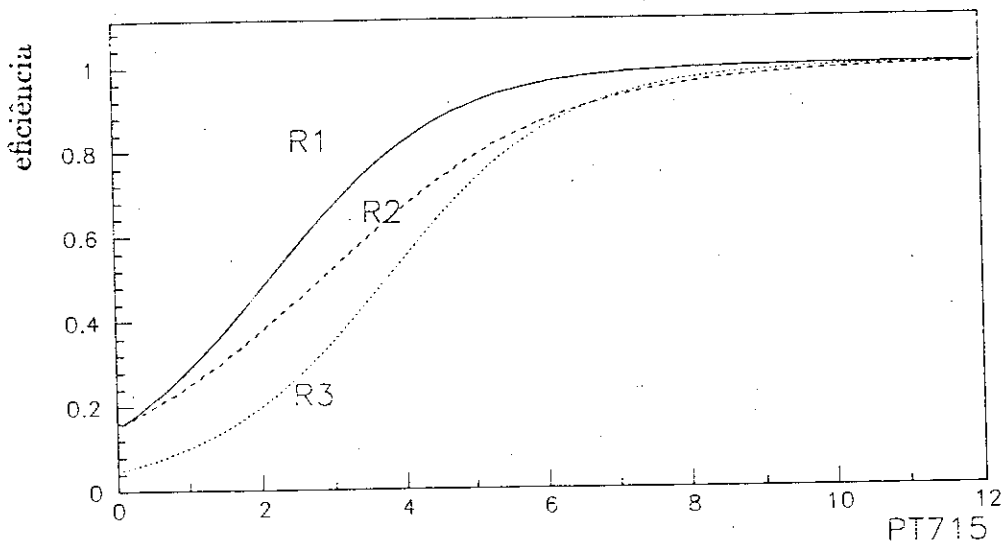


Figura 4.5. Eficiência do trigger de energia transversa para $E_{t\pi}$ ou E_{tK} para os três períodos de tomada de dados

O efeito desta correção não modificou sensivelmente as curvas de acceptância e consequentemente nossas medidas. Estimaremos nosso erro sistemático no que concerne à

má avaliação da eficiência, tomando uma fração da diferença dos valores medidos com e sem a correção. Voltaremos a abordar este assunto mais adiante quando quantificarmos nossos erros sistemáticos.

Correção dos Čerenkov

Nossa colaboração elaborou dois métodos para a correção da eficiência para a identificação de K com corte na probabilidade acima da a priori (12%), como função de seu momento. A primeira usa eventos de $\phi \rightarrow K^+K^-$ e foi implementada no início da análise devido à abundância da amostra. Posteriormente, obtivemos a forma definitiva de correção com a amostra total de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Embora não utilizemos a primeira forma, ela pode contribuir na estimativa do erro sistemático.

Construímos a curva de correção ao MC dividindo a eficiência dos dados pela do MC, para cada intervalo de momento. No caso do ϕ , a eficiência é avaliada pela razão entre o número de ϕ , obtidos com o corte $KPROB > 0.13$ em ambos os K, pelo número observado, exigindo-se a identificação apenas do primeiro K. O processo para o D^+ é análogo.

A opção pela correção estabelecida pelo D^+ se justifica por dois motivos. Estaremos trabalhando com partículas charmosas e alguma particularidade na distribuição de momentos dos K provenientes dos D fica automaticamente considerada. Por outro lado, uma desvantagem do método com ϕ é o fato de necessitarmos do corte para um dos K na normalização da eficiência. Ambas as curvas encontram-se na figura 4.6.

Finalmente na figura 4.7 temos as curvas de “acceptância” para dados do feixe de K e π corrigida pelos efeitos que acabamos de descrever para as variáveis x_F , p_t^2 e A .

4.2.2. Análise em x_F

Conforme mencionamos anteriormente, medimos o comportamento da seção de choque diferencial para a produção de D^{*+} para 4 condições distintas:

- $K\pi$ – Produção por mésons, feixe de K^\pm e π^\pm
- π – Produção por feixe de π^\pm
- π_l – π *leading*, ou seja π^- produzindo D^{*-} e π^+ produzindo D^{*+}
- π_{nl} – π não *leading*, o inverso do π_l

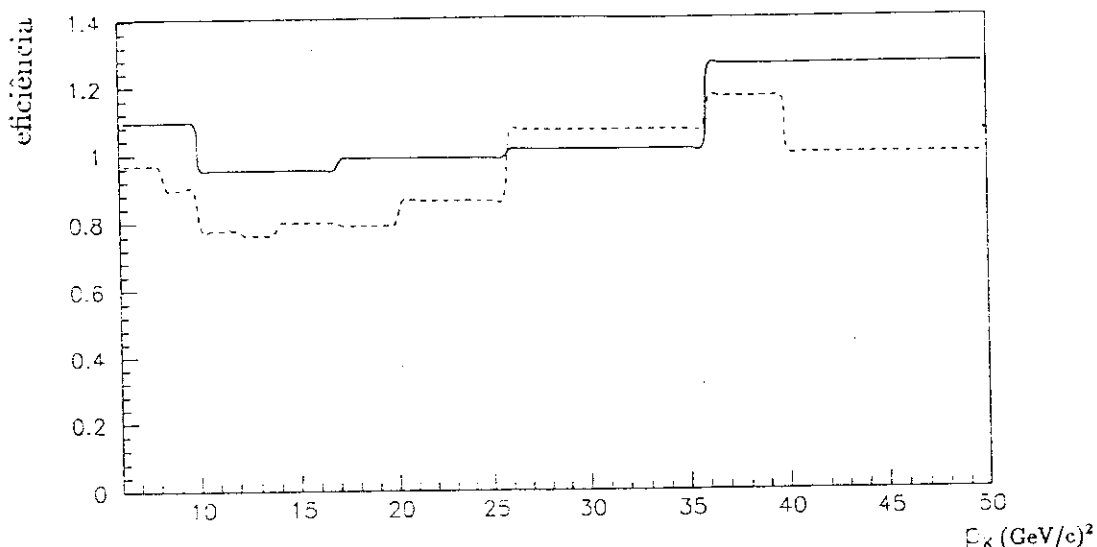


Figura 4.6. Curvas de correção á eficiência do corte na probabilidade de identificação de K. Curva contínua determinada com D^+ , curva pontilhada com ϕ

Em cada caso medimos o número de D^{*+} observados em intervalos de 0.1 em x_F . Nossos dados concentram-se na região de $x_F = 0$ a $x_F \sim 0.7$. Corrigindo os valores observados pela “acceptância” em cada intervalo, temos o número de D^{*+} produzidos como função de x_F . Ajustamos os pontos experimentais do número de eventos corrigidos pela “acceptância” pela curva:

$$N_{D^{*+}}^{prod}(x_F) \propto (1 - x_F)^n \quad (4.6)$$

sendo n o parâmetro livre. Neste caso, a normalização não tem qualquer significado físico.

Para não sobrecarregarmos o capítulo com gráficos de massa, mostramos apenas a série $K\pi$ na figura 4.8. Os demais valores encontram-se tabelados no apêndice A. Os parâmetros dos gráficos de massa foram determinados pelo método de ML, com o valor central da gaussiana e larguras fixadas pelos valores do MC. Especialmente para valores altos de x_F , quando o número de eventos é reduzido e o *background* quase inexistente, é comum obtermos valores irrealis para os parâmetros ajustados, neste caso avaliamos o número de eventos contando as entradas dos histogramas. Para as curvas

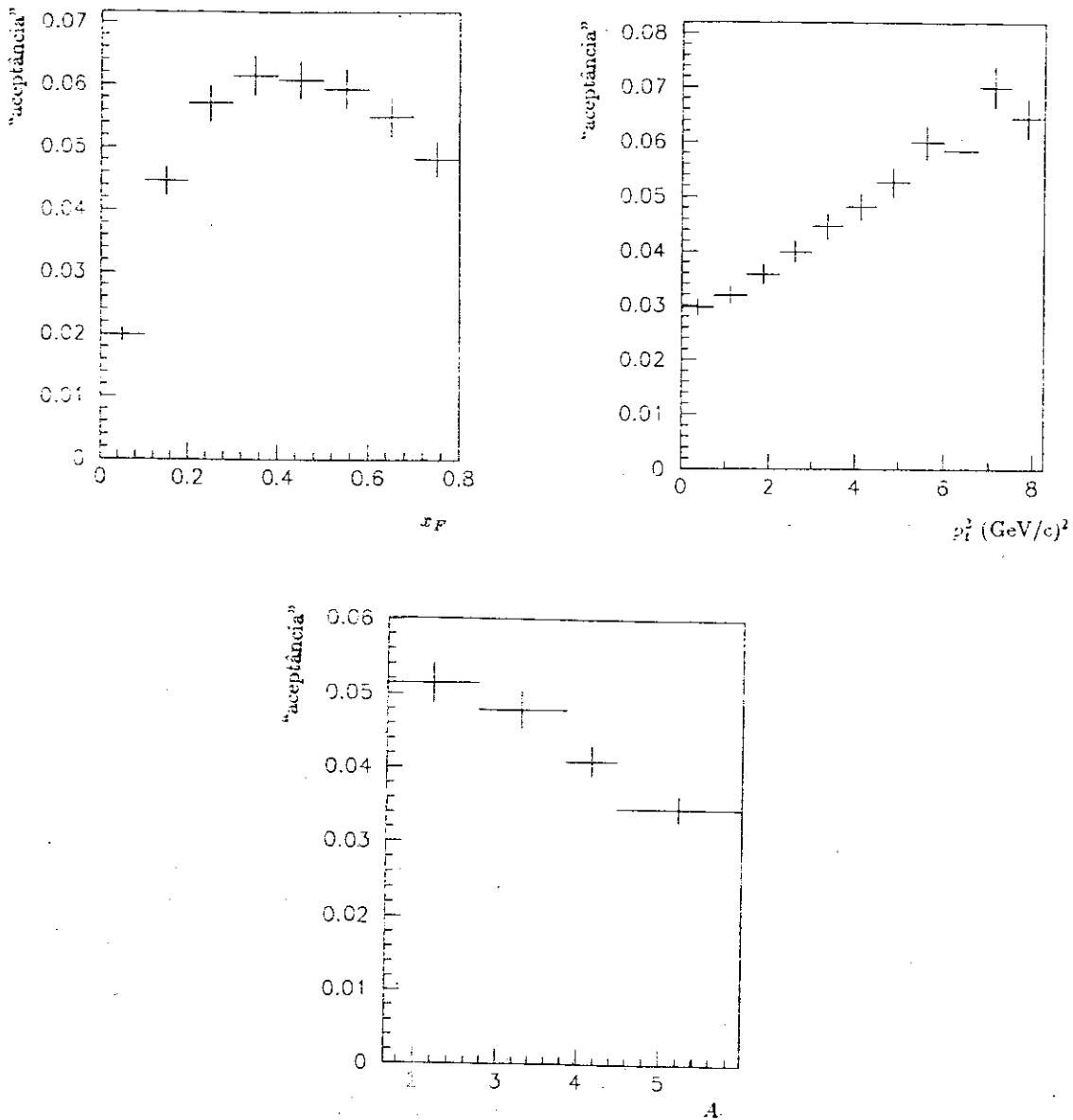


Figura 4.7. Curvas de “acceptância” para feixe de $K + \pi$

da dependência em x_F usamos o método dos mínimos quadrados. O resultado para cada caso $K\pi$, π , π_l e π_{nl} encontra-se na figura 4.9 e tabelado ao final do capítulo. Devemos observar que o tipo de parametrização escolhida dá uma boa descrição dos nossos dados

Consideramos três tipos de erros sistemáticos:

- Correção do *trigger* – Comparamos o valor medido do parâmetro n com o obtido sem impor à “acceptância” a correção descrita na seção anterior (Apêndice A). A diferença entre os dois valores nos fornece uma estimativa de quanto modificaria nossa medida caso tivéssemos avaliado muito mal nossa eficiência do *trigger*. Como estimamos que não erramos em mais de 20% na simulação do *trigger*, tomamos como

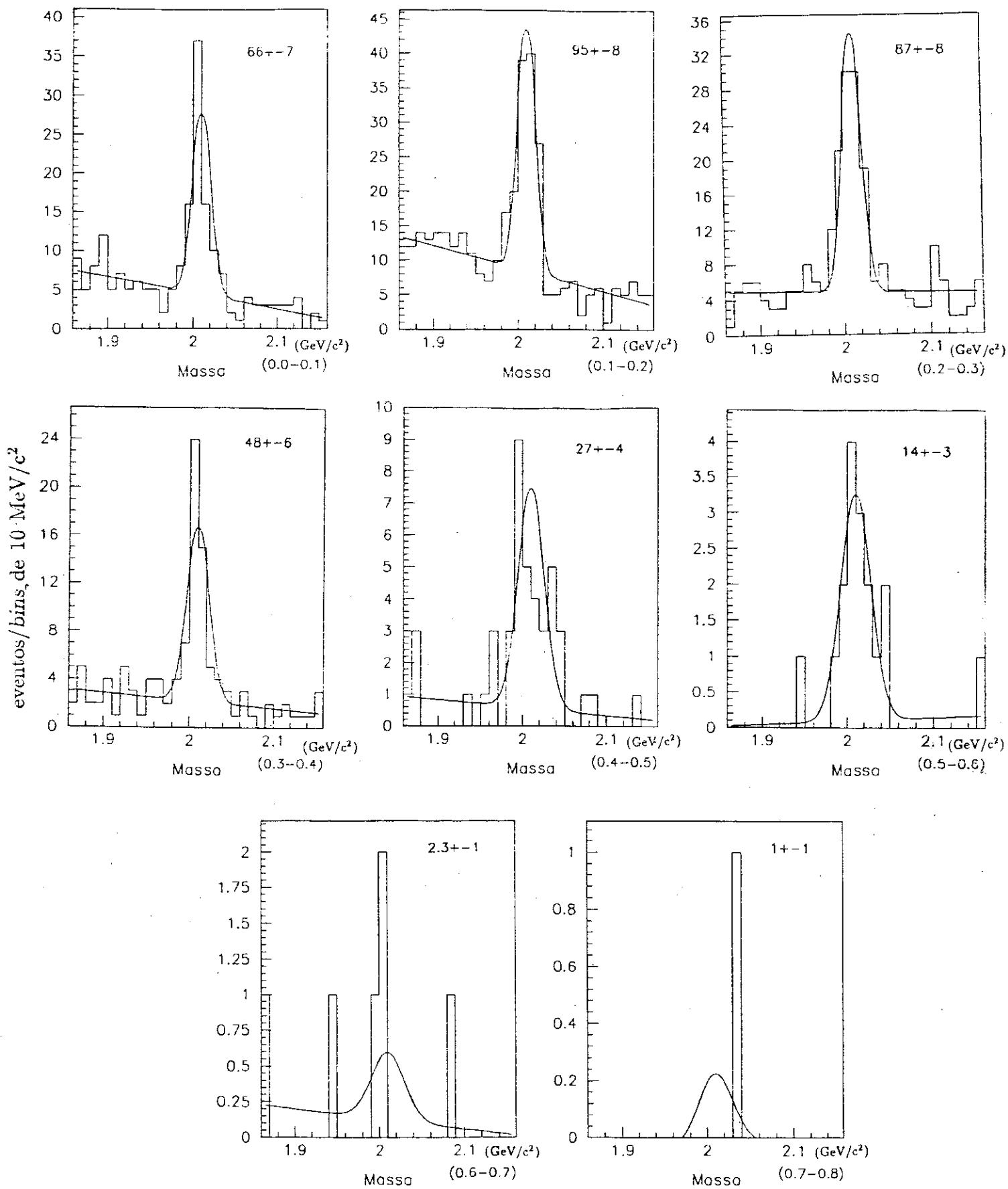


Figura 4.8. Gráficos de massa para intervalos de x_F (em parênteses) para o caso $K\pi$

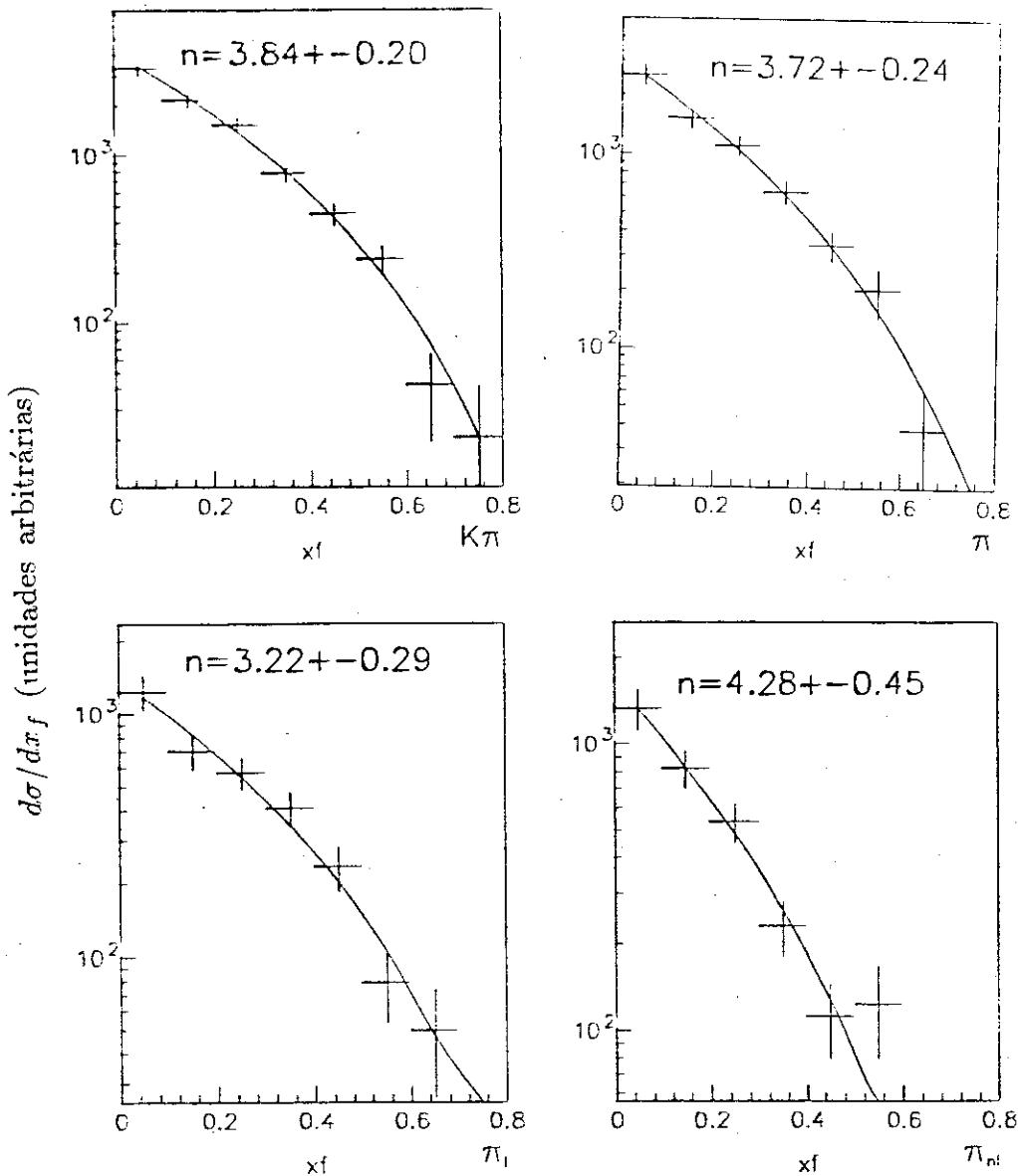


Figura 4.9. Dependência da produção de D^{*+} como função de x_F para os casos $K\pi$, π , π_l e π_{nl} . Ajuste à curva $(1 - x_F)^n$

erro sistemático 20% da diferença. Desta forma ainda estaremos superestimando o erro, já que 20% é um fator conservador. A partir dos valores da tabela 4.2, estimamos um erro sistemático devido a este efeito de ± 0.02 para os casos $K\pi$, π e π_l e ± 0.01 para o π_{nl} .

- Correção do Čerenkov – Segue a mesma metodologia que acabamos de descrever. Pelos valores da tabela 4.2 obtemos um erro sistemático de ± 0.05 para os casos $K\pi$ e π_l , ± 0.06 para o π e ± 0.07 para o π_{nl} .
- Efeito dos demais cortes – Para avaliarmos quanto poderíamos nos enganar devido

à má simulação das demais variáveis que usamos para selecionar os eventos, comparamos nossa medida com outra, corrigindo nossos sinais por uma “acceptância” produzida sem a aplicação da maioria dos cortes. De fato mantivemos apenas os cortes $KPROB > 0.13$, já que o estamos estudando separadamente, e o de diferença de massa, por considerarmos desprezível o erro associado a este, uma vez que independe dos demais e que a suas distribuições nos dados e no MC são semelhantes. Chamamos atenção que desta vez estamos comparando coisas completamente diferentes e que, portanto, nos dará uma escala máxima do erro. Como nossos cortes só dependem de características geométricas e de eficiências dos detectores, que o MC modula corretamente, devemos tomar uma fração ainda menor que nos casos anteriores. Utilizamos apenas a amostra com feixe de π^- a 250 GeV/c por considerarmos que os demais subconjuntos comportar-se-ão da mesma forma. Tomando 5% da diferença medida estimamos um erro sistemático de ± 0.04 , o qual atribuiremos para todas as análises.

	Correção	n	χ^2	n° de bins [†]
K π	$E_t \check{C}$	3.84 ± 0.20	0.67	8
	E_t	3.59 ± 0.19	0.90	8
	\check{C}	3.93 ± 0.20	0.68	8
π	$E_t \check{C}$	3.72 ± 0.24	0.56	7
	E_t	3.46 ± 0.23	0.75	7
	\check{C}	3.81 ± 0.24	0.53	7
π_l	$E_t \check{C}$	3.24 ± 0.31	0.75	7
	E_t	2.97 ± 0.27	0.89	7
	\check{C}	3.31 ± 0.29	0.69	7
π_{nl}	$E_t \check{C}$	4.28 ± 0.45	0.86	6
	E_t	3.91 ± 0.44	0.82	6
	\check{C}	4.32 ± 0.46	0.82	6
π_{R2}	$E_t \check{C}$	3.35 ± 0.33	0.95	7
	$E_t \check{C}^\ddagger$	2.47 ± 0.31	1.35	7

[†] n° de pontos experimentais, em intervalos de x_F de 0.1

[‡] “Acceptância” sem cortes de análise

Tabela 4.2. Valores de n , nossa medida padrão tem “acceptância” corrigida pelo trigger (E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})

A figura 4.10 mostra os valores de n para cada caso enumerado na tabela 4.2. Como os erros sistemáticos enumerados acima são independentes entre si, somamo-los em quadratura para a estimativa final que encontra-se resumida ao final do capítulo (tabela 4.5).

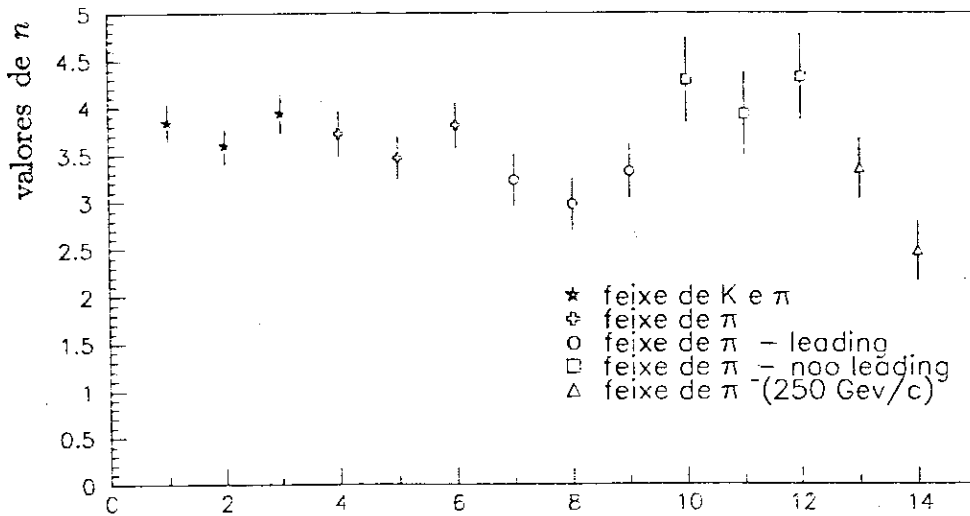


Figura 4.10. Valores de n . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de n padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de n para a região R2 e seu valor obtido com a “acceptância” sem cortes de análise

4.2.3. Análise em p_t^2

A análise em p_t^2 segue exatamente os mesmos passos descritos na seção anterior para x_F . Vamos, portanto, apenas resumir os resultados. Medimos a produção de D^{*+} em intervalos de $0.75 \text{ GeV}^2/c^2$ em p_t^2 desde 0.0 até $8.25 \text{ GeV}^2/c^2$. Os gráficos de massa para o caso $K\pi$ encontram-se na figura 4.11.

Os pontos experimentais corrigidos pela “acceptância” (Apêndice A) foram ajustados pela função $e^{-bp_t^2}$ para cada caso, $K\pi$, π , π_l e π_{nl} . O resultado deste ajuste encontra-se ilustrado na figura 4.12. No intervalo de p_t^2 em que efetuamos nossa medida, a parametrização escolhida descreve bem os dados.

Os valores medidos do parâmetro b para cálculo de erros sistemáticos encontram-se

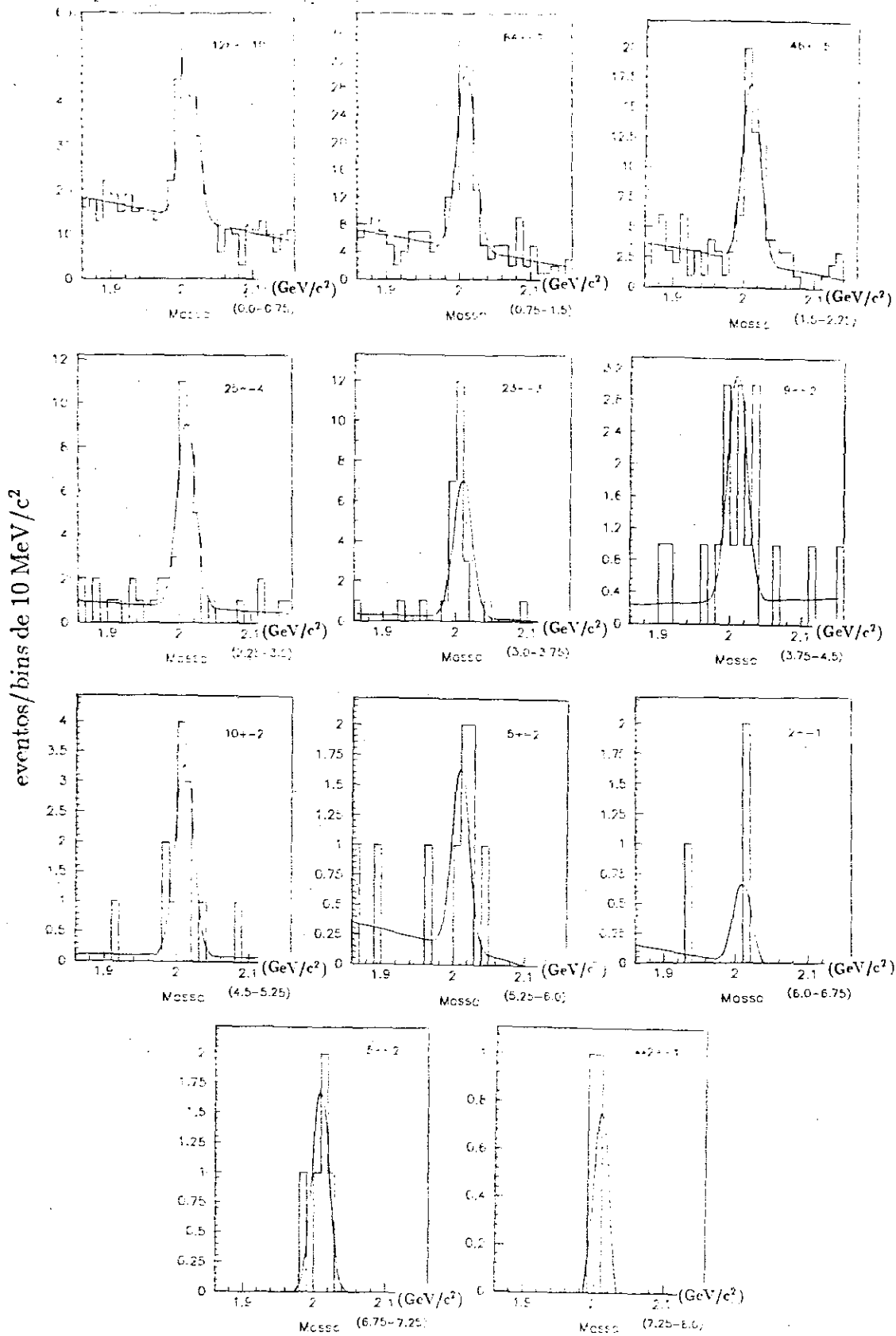


Figura 4.11. Histogramas de massa em intervalos de $0.75 \text{ GeV}^2/c^2$ em p_t^2 (em parênteses)

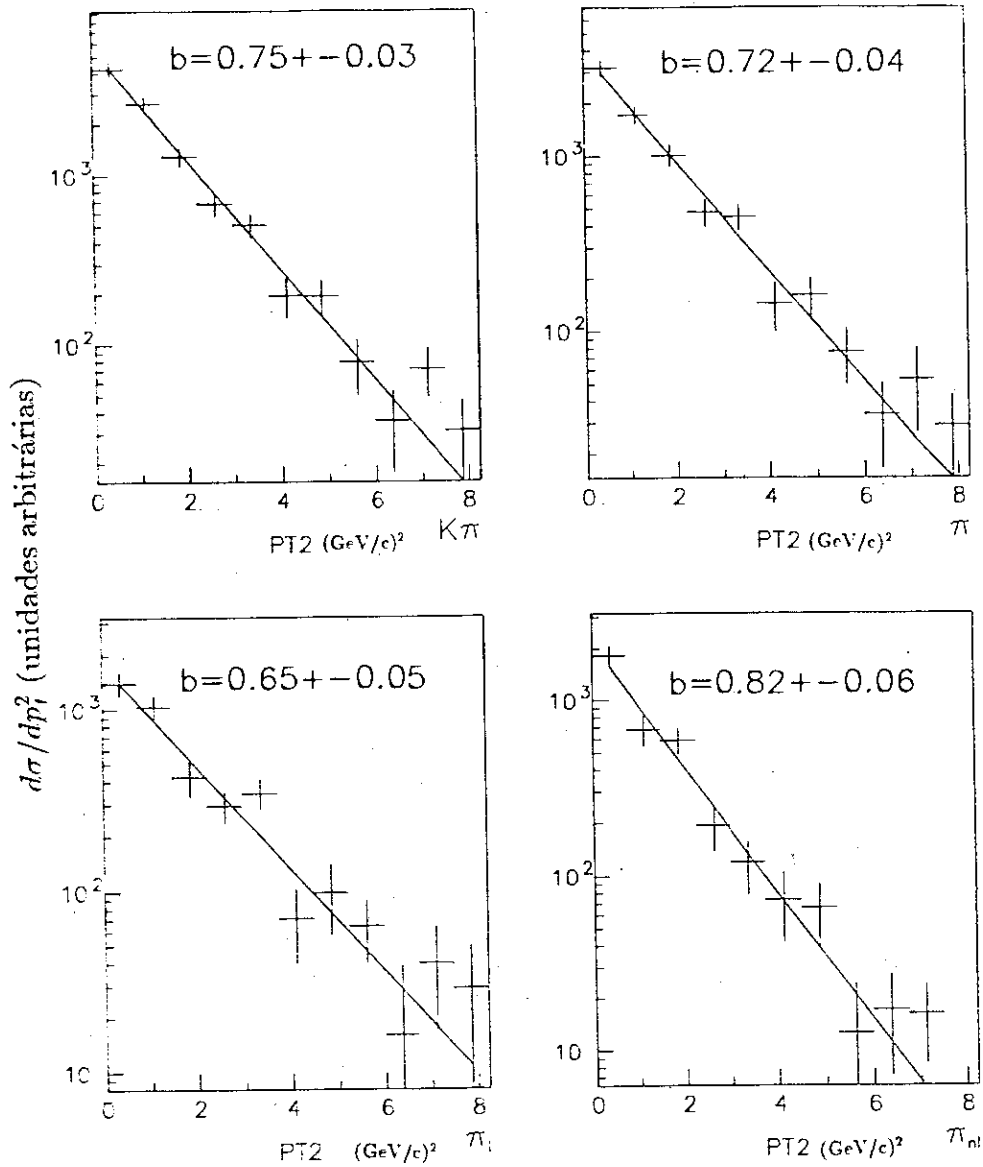


Figura 4.12. Resultados da produção de D^{*+} em função de p_t^2 parametrizada pela função $N e^{-bp_t^2}$

enumerados na tabela 4.3 e ilustrados na figura 4.13. Para os quatro casos estimamos o erro sistemático devido à correção do Čerenkov em ± 0.002 e devido ao trigger em ± 0.009 a excessão do π_{n1} , que apresentou um erro de ± 0.01 neste caso. O erro devido aos demais cortes ficou em ± 0.002 .

4.2.4. Análise em A

Novamente a estrutura apresentada na seção 4.2.2 se repete, apenas desta vez as medidas não são feitas em intervalos da variável. Nosso alvo (seção 2.2) se compõe

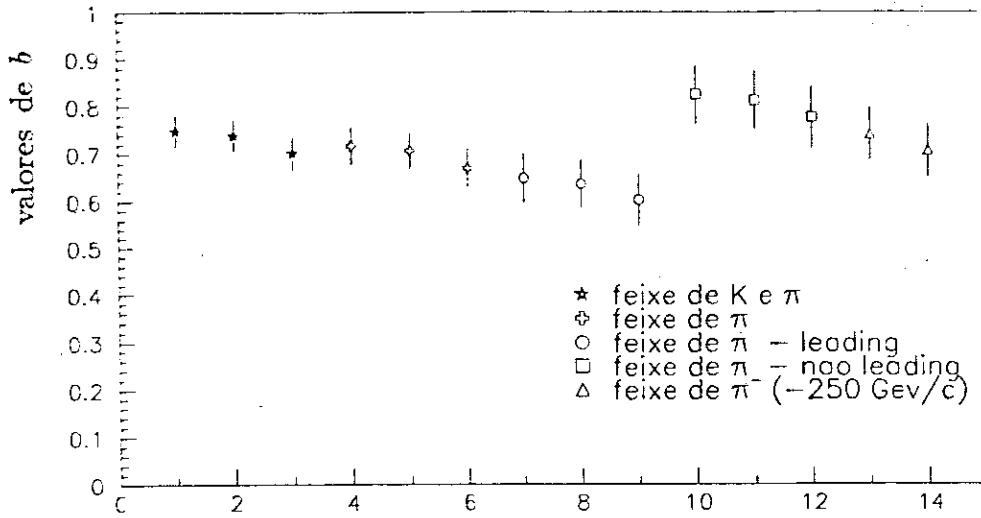


Figura 4.13. Valores de b . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de b padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de b para a região R2 e seu valor obtido com a “acceptância” sem cortes de análise

de quatro materiais Be, Al, Cu e W, nos fornecendo quatro pontos experimentais. Ajustamos estes pontos na parametrização usual do comportamento da seção de choque:

$$\sigma_{D^{*+}} \equiv \frac{N_{D^{*+}}^{prod} A_i}{N_{inc} \rho_i N_A l_i} \propto A_i^\alpha \quad (4.7)$$

$$N_{D^{*+}}^{prod} \propto \frac{\rho_i l_i}{A_i} A^\alpha$$

onde ρ e l são respectivamente as densidades e espessura de cada alvo e $i = \text{Be, Al, Cu}$ e W; $N_{D^{*+}}^{prod}$ e N_{inc} são o número de D^{*+} produzidos e o número de partículas incidentes e N_A é o número de Avogadro.

Os gráficos de massa para o caso $K\pi$ encontram-se na figura 4.14. No caso do Be não usamos as folhas intermediárias (figura 2.12), de forma a diminuirmos os erros sistemáticos devido à má localização da interação primária. Na figura 4.15 temos ajuste das curvas da dependência da produção com o número de massa, para os quatro casos estudados.

Finalmente na tabela 4.4 e figura 4.16 temos os valores medidos em condições análogas às descritas nas seções anteriores. Em todos os casos obtivemos ± 0.002 para

	Correção	b	χ^2	n ^o de bins
K π	$E_t \check{C}$	0.748 ± 0.034	1.09	11
	E_t	0.737 ± 0.033	1.08	11
	\check{C}	0.700 ± 0.035	1.09	11
π	$E_t \check{C}$	0.716 ± 0.039	1.04	11
	E_t	0.706 ± 0.0383	1.02	11
	\check{C}	0.669 ± 0.0410	1.04	11
π_l	$E_t \check{C}$	0.647 ± 0.052	1.52	11
	E_t	0.636 ± 0.052	1.51	11
	\check{C}	0.603 ± 0.055	1.47	11
π_{nl}	$E_t \check{C}$	0.824 ± 0.062	1.15	10
	E_t	0.812 ± 0.061	1.13	10
	\check{C}	0.776 ± 0.065	1.14	10
π_{R2}	$E_t \check{C}$	0.741 ± 0.056	0.87	11
	$E_t \check{C}^\ddagger$	0.707 ± 0.056	0.84	11

\ddagger n^o de pontos experimentais, em intervalos de $0.75 \text{ GeV}^2/c^2$ de p_t^2

\ddagger "Acceptância" sem cortes de análise

Tabela 4.3. Valores de b , nossa medida padrão tem "acceptância" corrigida pelo trigger(E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})

o erro associado à correção do *trigger*, uma ordem de grandeza superior ao erro do Čerenkov, tipicamente ± 0.0002 . Da figura percebemos a estabilidade das medidas sendo a maior diferença imposta pelo efeito dos demais cortes ao que atribuímos um erro sistemático de ± 0.04 .

4.2.5. Resultados finais

Nesta seção apresentamos, na tabela 4.5, um resumo dos parâmetros medidos para as distribuições de eventos produzidos em relação a x_F , p_t^2 e A . Nas seções que se seguem, comparamos estes resultados com medidas de outros experimentos, listados no capítulo 1 e com as previsões teóricas, também abordadas no mesmo capítulo.

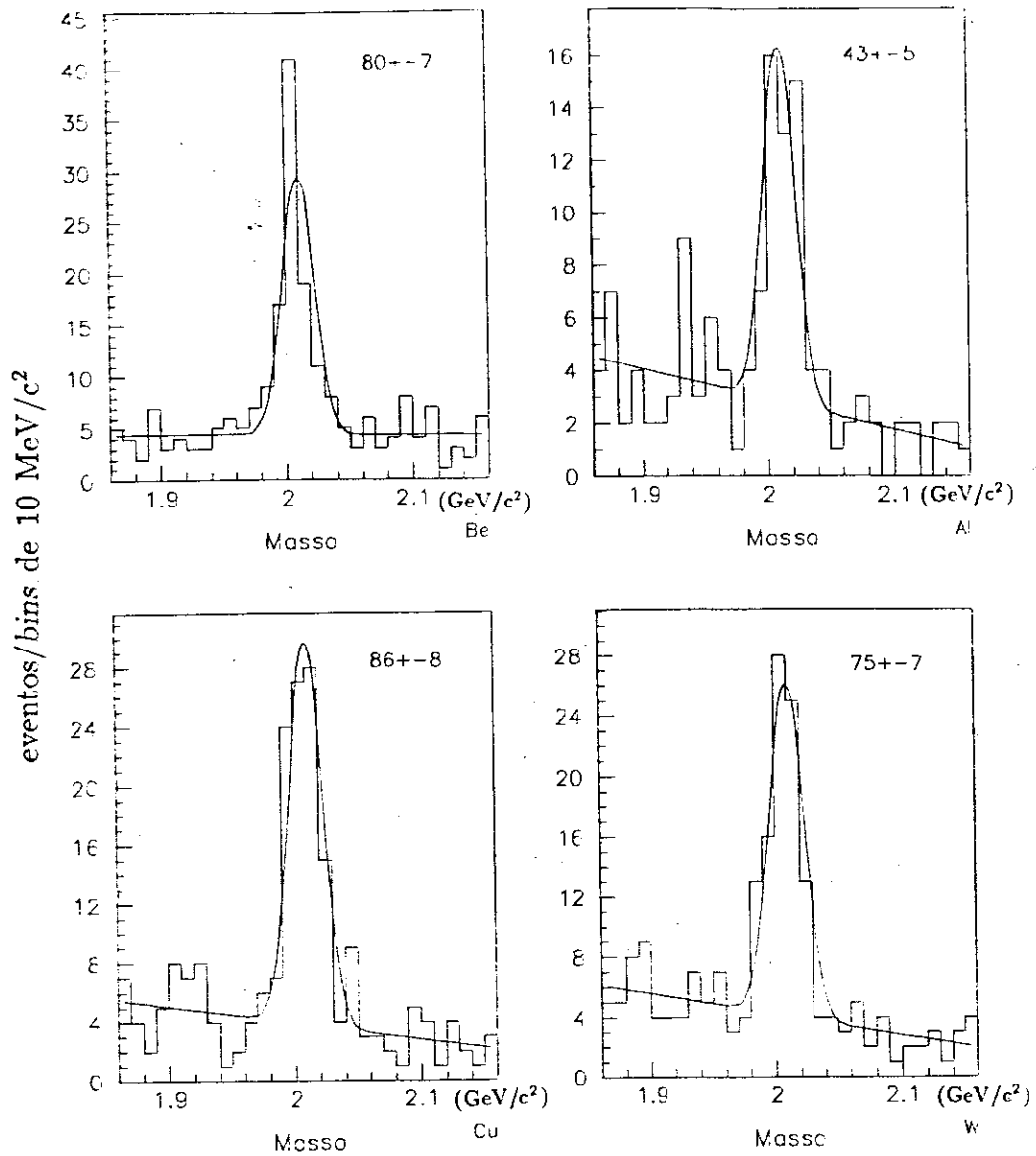


Figura 4.14. Gráficos de massa para cada alvo para o caso $K\pi$

	n° de eventos	n	b	α
$K\pi$	351 ± 16	$3.84 \pm 0.20 \pm 0.06$	$0.748 \pm 0.034 \pm 0.009$	$0.98 \pm 0.05 \pm 0.04$
π	281 ± 14	$3.72 \pm 0.24 \pm 0.06$	$0.716 \pm 0.039 \pm 0.009$	$1.01 \pm 0.06 \pm 0.04$
π_l	150 ± 10	$3.22 \pm 0.28 \pm 0.07$	$0.647 \pm 0.052 \pm 0.009$	$1.01 \pm 0.07 \pm 0.04$
π_{nl}	135 ± 10	$4.42 \pm 0.45 \pm 0.07$	$0.824 \pm 0.062 \pm 0.01$	$1.01 \pm 0.08 \pm 0.04$

Tabela 4.5. Resumo dos resultados obtidos para os parâmetros que caracterizam a produção do D^{*+} . Os erros indicados são, pela ordem, estatísticos e sistemáticos.

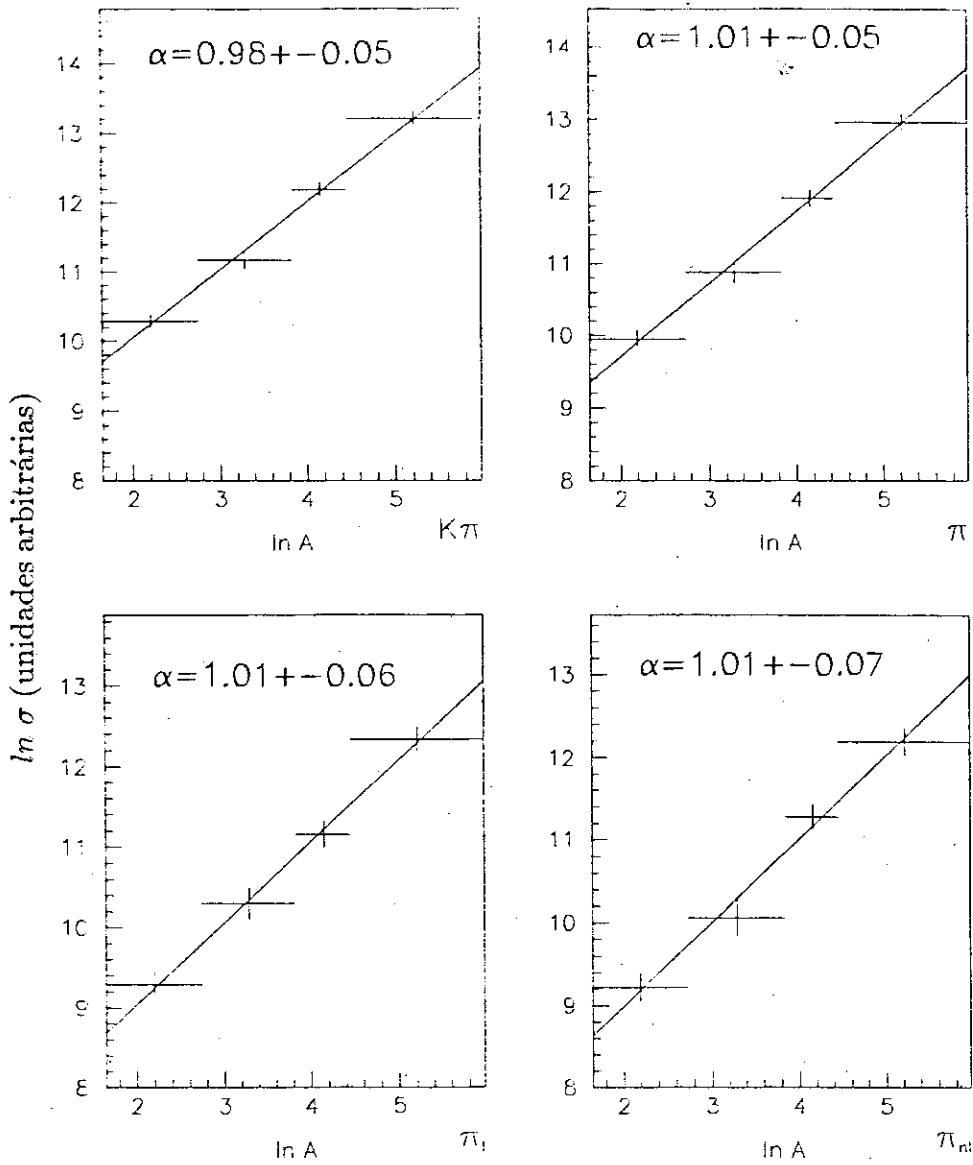


Figura 4.15. Dependência em A para os quatro casos, $K\pi$, π , π_l , e π_{nl}

4.3. Interpretação dos resultados

Antes de fazermos as comparações referidas, desejamos tecer alguns comentários de caráter geral sobre as distribuições encontradas.

Em todos os três casos, x_F , p_t^2 e A , a escolha da forma de parametrização escolhida parece adequada. Em nenhuma das medidas para as distribuições nas variáveis x_F , p_t^2 e A , o resultado de maior estatística, para a amostra combinada dos feixes de píons e káons, difere do obtido usando-se apenas o feixe de píons. Em princípio não

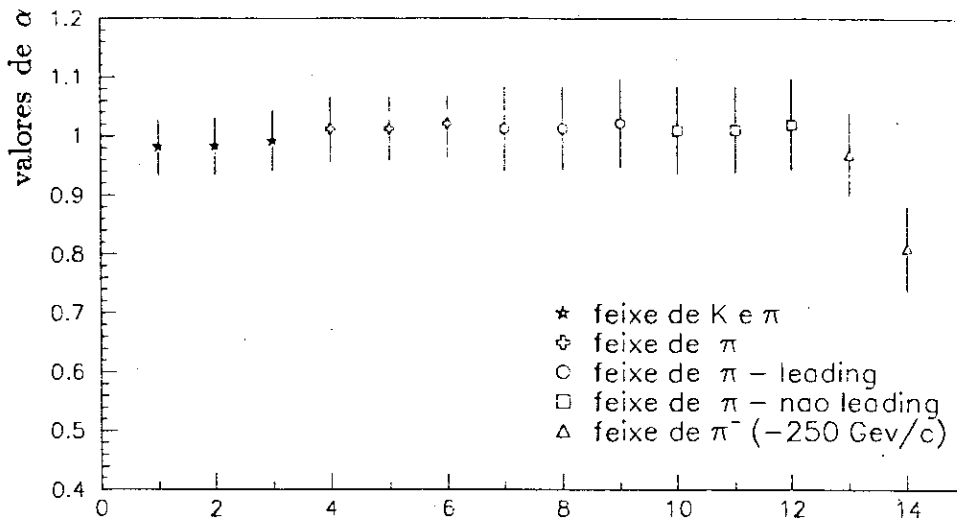


Figura 4.16. Valores de α . Em cada subconjunto a primeira entrada representa o valor de α padrão, a segunda seu valor sem correção de Čerenkov e o terceiro sem correção do trigger. Os dois últimos pontos são respectivamente o valor de α para a região R2 e seu valor obtido com a "aceptância" sem cortes de análise

teríamos motivos fortes para acreditar que estas duas amostras tivessem propriedades de produção muito diferentes, já que ambas contém somente partículas mesônicas. Por outro lado, a amostra de káons, sendo apenas 23% da de píons, não teria significância estatística para produzir uma diferença substancial. Particularmente nos resultados da dependência em A , todos os valores obtidos são extremamente semelhantes.

4.3.1. Comparação com resultados de outros experimentos

Nossos resultados para a seção de choque diferencial em x_F para o feixe de píons são compatíveis com os da NA32 para a produção por π^- a 230 GeV/c e com os da NA27 para a amostra total de mésons D (ver tabela 1.2 e figura 4.17). O acentuado *leading effect* que a experiência NA27 obteve, no entanto, não foi confirmado por nossas medidas. Observamos um pequeno efeito, traduzido na diferença de 2.6 desvios-padrão entre os valores de $n_l = 3.2 \pm 0.2$ e $n_{nl} = 4.3 \pm 0.5$. O experimento NA32 mediu um efeito desta mesma magnitude para a produção de mésons D^{*+} , 2 desvios-padrão. O valor de $n = 2.9 \pm 0.3$ preliminar da experiência WA82 para a mostra total de mésons D é relativamente inferior ao nosso, mas a diferença entre os valores de $n_l = 2.8 \pm 0.2 \pm 0.3$

	Correção	α	χ^2	n° de bins
K π	$E_t \check{C}$	0.98 ± 0.05	0.65	4
	E_t	0.98 ± 0.05	0.67	4
	\check{C}	0.99 ± 0.05	0.59	4
π	$E_t \check{C}$	1.01 ± 0.06	0.46	4
	E_t	1.01 ± 0.06	0.47	4
	\check{C}	1.02 ± 0.06	0.40	4
π_l	$E_t \check{C}$	1.01 ± 0.07	0.21	4
	E_t	1.01 ± 0.07	0.21	4
	\check{C}	1.02 ± 0.07	0.20	4
π_{nl}	$E_t \check{C}$	1.01 ± 0.08	0.89	4
	E_t	1.01 ± 0.08	0.91	4
	\check{C}	1.02 ± 0.08	0.82	4
π_{R2}	$E_t \check{C}$	0.97 ± 0.07	0.99	4
	$E_t \check{C}^\dagger$	0.81 ± 0.07	0.92	4

\dagger n° de pontos experimentais relativos aos 4 alvos Be, Al, Cu, W

\ddagger "Aceptância" sem cortes de análise

Tabela 4.4. Valores de α , nossa medida padrão tem "acceptância" corrigida pelo trigger(E_t) e pelo Čerenkov (\check{C})

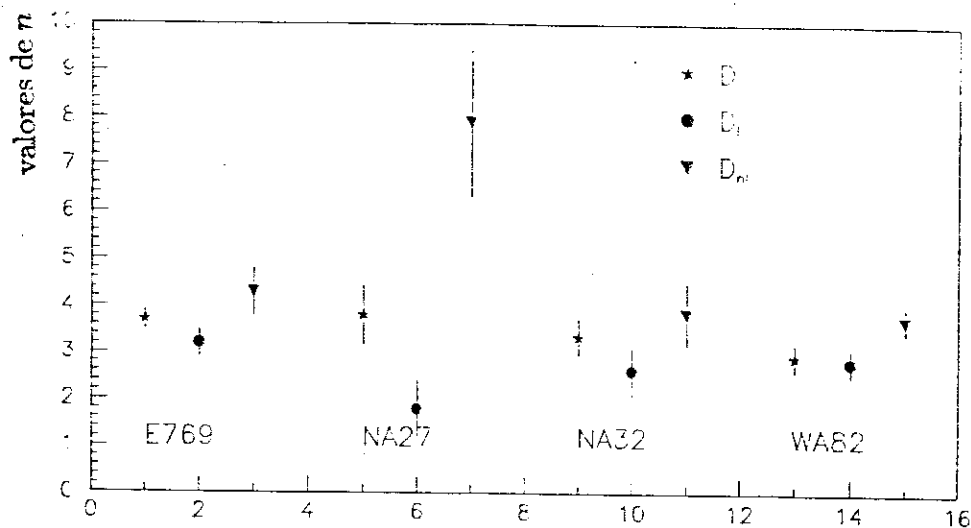


Figura 4.17. Comparação dos diversos resultados experimentais da dependência em x_F

e $n_{nl} = 3.7 \pm 0.2 \pm 0.3$ é bastante semelhante, 3 desvios-padrão.

Os valores de b determinados estão em bom acordo com os medidos pela NA32 e

WA82 (ver figura 4.18). Observamos um efeito de 2.8 desvios-padrão de diferença entre os valores do parâmetro b para o π_l , $b_l = 0.65 \pm 0.05$ e o π_{nl} , $b_{nl} = 0.82 \pm 0.06$. Um comportamento semelhante observado pela NA32.

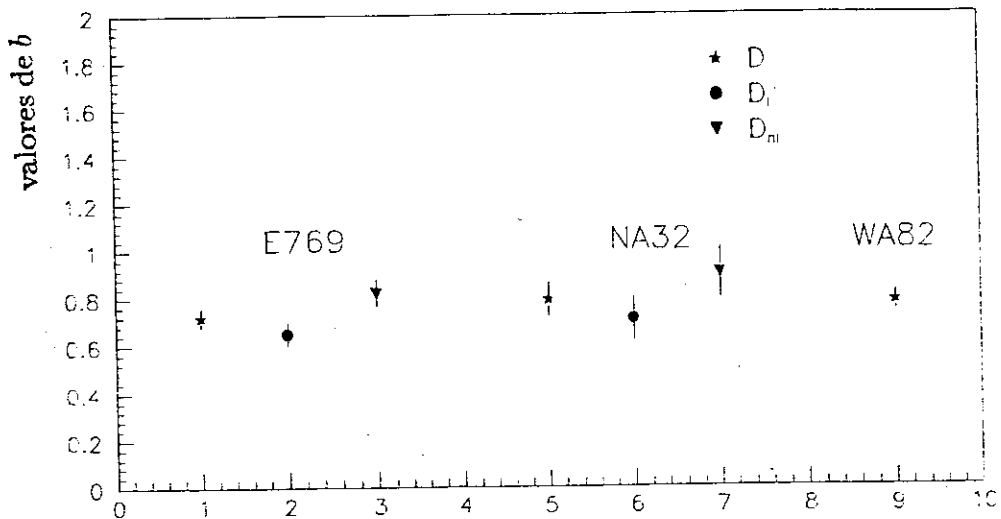


Figura 4.18. Comparação dos diversos resultados experimentais da dependência em p_i^2

Finalmente, nossa medida do parâmetro α , que descreve o comportamento da seção de choque com a massa atômica, não confirma o resultado obtido indiretamente pelas experiências WA78 ($\alpha = 0.76 \pm 0.08$) [CO87] e E613 ($\alpha = 0.75 \pm 0.05$) [DU85]. Obtivemos um valor compatível com 1.0, e ligeiramente superior ao da WA82 ($\alpha = 0.88^{+0.04}_{-0.05}$) [AN91].

4.3.2. Comparação com as previsões teóricas

Medimos as distribuições da produção do D^* como função das variáveis x_F e p_i^2 do méson. Estas distribuições podem ser comparadas às previsões teóricas para a seção de choque diferencial, a menos de uma constante de normalização global. Para facilitar a comparação, apresentaremos ambas normalizadas por seus valores máximos no intervalo de $x_f > 0$. Partiremos da hipótese de que a produção de pares $c\bar{c}$ se dê majoritariamente por processos duros, descritos pela QCD perturbativa. E mais, usaremos apenas a aproximação de primeira ordem (α_s^2) por motivos já explicitados no capítulo 1.

Dispomos da forma da seção de choque diferencial em x_F e p_i^2 para a produção de $c\bar{c}$ na energia $\sqrt{S} = 23.7$ GeV, com a massa do quark charmoso nos valores $m_c = 1.2$

GeV/c^2 e $m_c = 1.8 \text{ GeV}/c^2$ (figura 1.14)[EL87]. Como a seção de choque não varia muito com a energia, suporemos que esta previsão seja adequada para a energia da E769, $\sqrt{s} = 21 \text{ GeV}$.

No caso da hadronização poder ser descrita por uma função $D_c^H(x_F/\hat{x}_F)$, que depende da fração de energia do pártion (charme) que o hádron carrega, obtemos a seção de choque diferencial em x_F , para a produção do hádron, integrando a equação 1.8:

$$\frac{d\sigma(x_F)}{dx_F} = \int_{x_F}^1 d\hat{x}_F \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{x}_F} \frac{D_c^H(x_F/\hat{x}_F)}{\hat{x}_F} \quad (4.8)$$

Neste modelo, a condição $x_F < \hat{x}_F$ deve ser obedecida. A função de fragmentação $D_c^H(x_F/\hat{x}_F)$ não depende da forma de produção do par de quarks. Neste caso, podemos utilizar a função de fragmentação obtida em experimentos de e^+e^- . De fato, esta abordagem ignora o fato, apontado na referência [BO88], de que a função de fragmentação depende da energia do par $c\bar{c}$. Quanto maior a energia disponível, maior a contribuição de processos radiativos, implicando numa diminuição da fração de energia do pártion que o hádron carrega.

De qualquer forma, apresentaremos o resultado da convolução segundo a eq. (4.8), usando as funções de fragmentação medidas pelo experimento CLEO, $e^+e^- \rightarrow D^* + \chi$, com $\sqrt{s} = 10.55 \text{ GeV}$ [BO88]. Como esta energia é, necessariamente, superior à energia disponível na E769 para a criação do par $c\bar{c}$, esperamos que a função de fragmentação para a nossa energia tenha um comportamento mais próximo ao da função delta, na qual toda a energia do quark passa ao hádron.

A comparação de nossos dados diretamente com a previsão da produção de quarks pela teoria (triângulos na figura 4.19) – ou seja, utilizando como função de fragmentação a função delta – sugere que fragmentação não desempenha um papel muito significativo na produção de hádrons na energia da E769. Esta conclusão se afirma com a comparação dos valores de n da tabela 1.1, $n = 4.7$, com os valores que obtivemos, $n \sim 4$. Por outro lado, o *leading effect*, que poderia ser explicado como decorrente do processo de fragmentação, não tem a magnitude observada pelo experimento NA27. Observamos um efeito bastante suave.

Na figura 4.19, mostramos, juntamente com nossos dados para o feixe de píons, as previsões teóricas usando como funções de fragmentação de Lund e Peterson com

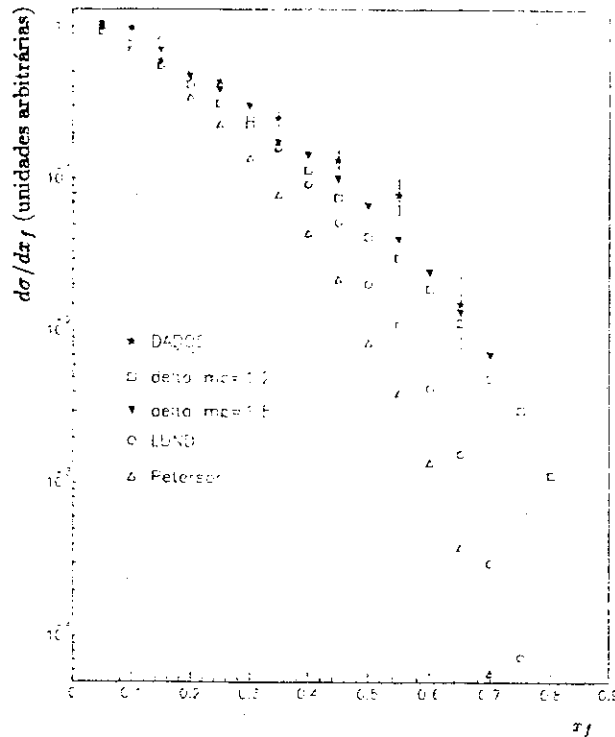


Figura 4.19. Comparação da distribuição experimental e modelos teóricos

parâmetros medidos pelo experimento CLEO, mencionado acima. Fica claro que a opção pela função delta é a mais adequada para descrever os pontos experimentais. Isto não indica, necessariamente, que o processo de fragmentação possa ser ignorado na produção de charme. Podemos estar observando um processo de hadronização próximo ao limiar de produção do méson D^{*+} . Por outro lado, o *leading effect*, que observamos, não poderia ser descrito pela função delta, nem é previsto pelos processos pontuais calculados na QCD perturbativa. Uma opção, que não deve ser descartada, é o modelo de Lund, (*strings*) para a produção hadrônica. Este modelo dá conta do *leading effect*, caso se ajustem os seus parâmetros adequadamente.

De acordo com a figura 1.14, a previsão teórica para a produção de $c\bar{c}$ em p_t^2 , a parametrização do tipo $\exp(-bp_t^2)$ não é adequada. No entanto, efetuamos nossas medidas num intervalo pequenos da variável p_t^2 , e neste caso a parametrização se ajusta satisfatoriamente. O resultado da tabela 1.1, obtido no intervalo $0 < p_t^2 < 8 \text{ GeV}^2/c^2$ é bastante próximo ao que medimos para o D^{*+} .

A nossa medida para o valor de α é compatível com 1, valor previsto pela QCD. Fisicamente, isto significa que todos os pártons do volume nuclear têm igual probabilidade de interagir com os pártons do feixe.

Conclusões

Medimos o comportamento da seção de choque diferencial em x_F e p_t^2 de mésons D^{*+} produzidos em interações hadrônicas. Contamos com a maior amostra de D^{*+} (414 ± 17 no canal $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) já produzida em experimentos de alvo fixo com feixes hadrônicos. Nosso resultado de maior estatística partiu da produção por feixe de Káons e píons. Estudamos separadamente a amostra produzida exclusivamente por píons, com a qual investigamos a manifestação do chamado *leading effect*. Nossos resultados mostram-se adequados às parametrizações convencionais: $(1 - x_F)^n$ e $e^{-bp_t^2}$ nos intervalos $0.0 \leq x_F \leq 0.7$ e $p_t^2 \leq 8.0 \text{ GeV}^2/c^2$ respectivamente.

Os parâmetros encontrados com a amostra de π foram : $n = 3.72 \pm 0.24 \pm 0.06$ e $b = 0.716 \pm 0.039 \pm 0.009$. Observamos um pequeno *leading effect*, confirmando o resultado obtido pela colaboração NA32, não compatível com a NA27. A magnitude de nossos parâmetros é comparável à prevista pela QCD perturbativa para a produção de pares $c\bar{c}$ em interações πN . Os fatos acima indicam que o processo de hadronização do quark c nas nossas energias, não tem um papel de grande destaque.

Utilizando os quatro materiais de nosso alvo seguímentado, medimos a dependência da seção de choque para a produção de D^{*+} com o número de massa. Esta medida mostrou-se bastante estável, compatível com nossas medidas para a produção inclusiva de mésons D^+ e D^0 [AL92]. Obtivemos um comportamento do tipo $A^{1.01 \pm 0.03}$. Este resultado demonstra uma nova concordância com modelos provenientes da QCD.

Apesar de termos trabalhado com a maior amostra disponível, muitas questões

relativas à produção e/ou decaimento de partículas charmosas carecem de maior estatística. Seriam bons exemplos a dependência do comportamento em x_f e p_t^2 da seção de choque com o número de massa e a produção a altos valores de x_f ($x_f > 0.6$) e p_t . A amostra charmosa do experimento E791 (cerca de 200000 charmes reconstruídos), que tornar-se-á disponível num prazo de 1 a 2 anos, certamente fornecerá subsídios a respostas definitivas a algumas destas questões.

Conforme descrito no capítulo 2, participamos de forma ativa na preparação do experimento E791. Compusemos o grupo responsável pela construção do sistema de aquisição de dados que registrou eventos a uma taxa de 9.6 Mbytes/s perfazendo um total de 50 Tbytes armazenados em 20000 fitas de 8 mm com capacidade de 2.3 Gbytes/s. Nosso trabalho abrangeu não só a elaboração do software do sistema como a implementação e testes de diversos componentes originais, com especial destaque às unidades de fita Exabyte e seus controladores Ciprico, interface entre o barramento VME onde residem os processadores ACP e o protocolo SCSI, das unidades Exabyte. Este sistema de aquisição de dados será objeto da publicação técnica "The E791 Parallel Architecture Data Acquisition System" submetida à revista Nuclear Instruments and Methods.

Outro exemplo de tecnologias associadas à física de altas energias desenvolvida no LAFEX/CBPF é o multiprocessador ACP II. Máquina indispensável para a viabilidade da análise dos dados desta tese através da geração, digitalização e reconstrução de 2 M de eventos de Monte Carlo. O ACP II também possibilitará a reconstrução, aqui no Brasil, de 1/3 dos dados de E791.

Apêndice A

Este Apêndice agrega a grande maioria dos resultados de ajustes a gráficos de massa que utilizamos em nossa análise, tanto para os dados quanto para o MC. Todos os algoritmos que o programa de ajuste retorna foram mantidos. Todos os gráficos de massa foram parametrizados por uma reta (representando o *background*) mais uma gaussiana (para o sinal).

DADOS				
x_f	$K\pi$	π	π_l	π_{nl}
0.0-0.1	66.09373±6.722882	54.75560±6.084805	26.49946±4.256479	28.56573±4.348190
0.1-0.2	94.76093±8.314524	73.01880±7.417512	33.77086±5.110303	39.33089±5.363588
0.2-0.3	86.71539±7.685620	68.15939±6.815794	35.27409±4.799213	32.78706±4.823019
0.3-0.4	47.87161±5.547488	42.35822±5.170940	27.14640±4.044367	15.33525±3.213435
0.4-0.5	27.04679±4.129246	22.33045±3.699722	15.34264±3.079240	7.363984±2.114362
0.5-0.6	14.09559±2.776352	13.00000±3.600000*	5.091347±1.602679	8.000000±2.800000 *
0.6-0.7	2.318131±1.250041	2.318131±1.250041	3.000000±1.425915*	-
0.7-0.8	1.000000±1.00000*	-	-	-

* Números determinados por contagem dos histogramas

DADOS				
p_t^2	$K\pi$	π	π_l	π_{nl}
0.00-0.75	125.5678±10.16732	103.0541±9.202578	45.02600±6.201670	58.59752±6.789622
0.75-1.5	84.10526±7.493861	59.37989±6.405025	35.75114±4.797159	23.45348±4.224732
1.5 -2.25	46.25640±5.459188	39.26618±5.046936	16.46433±3.435183	22.77814±3.709367
2.25-3.0	27.06688±3.972815	20.60379±3.472036	12.65211±2.387145	8.278345±2.272903
3.0-3.75	22.66724±3.471972	21.61030±3.390467	16.59284±2.922150	5.750980±1.924360
3.75-4.5	9.417055±2.493606	7.502112±2.284230	3.694697±1.583851	3.812024±1.630641
4.5-5.25	10.19186±2.364859	9.118250±2.257738	5.566990±2.294916	3.709906±1.434627
5.25-6.0	4.711355±1.680003	4.903903±1.693110	4.133311±1.543058	0.8044361±0.7416669
6.0-6.75	2.090192±1.057959	2.090192±1.057959	1.000000±1.40000*	1.068263±0.6178273
6.75-7.5	5.024716±1.630671	4.000000±2.00000*	3.000000±1.70000*	1.218601±0.5819306
7.5-8.25	2.000000±1.00000*	2.000000±1.00000*	2.000000±1.40 00*	-

* Números determinados por contagem dos histogramas

DADOS				
A	$K\pi$	π	π_l	π_{nl}
Be	80.09341±7.387161	61.99910±6.566344	32.09902±4.690553	29.97825±4.591715
Al	42.97921±5.495997	34.67062±4.943591	19.41034±3.669166	15.22868±3.291817
Cu	85.98076±7.523921	70.46110±6.884296	33.13660±4.751532	37.33018±4.974660
W	75.49299±7.201113	63.86048±6.551156	34.34697±4.779971	29.44796±4.452260

As tabelas que se seguem referem-se a eventos gerados por MC e os números aqui apresentados serviram ao cálculo das curvas de “acceptância”

Nas próximas tabelas vale a convenção:

MCGEN - número de eventos de MC gerados em determinado intervalo da variável

LARGURA - Embora todos dos os ajustes tenham ocorrido com a largura da gaussiana como parâmetro livre, listamos apenas as larguras da amostra negativa com correções de trigger e Čerenkov para o período de tomada de dados negativos a 250 GeV/v (R2)

CK - Significa que a correção do Čerenkov foi imposta.

R_i, i=1,2,3 - Referem-se à correções do trigger para cada período da tomada de dados

NCT - Amostra produzida sem a maioria dos cortes, foram mantidos apenas o corte na diferença entre as massas do D*⁺ e D⁰, e na probabilidade de identificação do K

N ou P - Amostras com feixe negativo ou positivo sem correção do trigger

MC NEGATIVO				
A	MCGEN	LARGURA	R1CK	R2CK
Be	111523	0.1236566E-01	9016.581±68.64963	7361.625±62.02168
Al	80477	0.1218260E-01	6051.523±56.28820	4951.104±50.90133
Cu	159770	0.1286153E-01	10240.96±73.36017	8384.451±66.36446
W	185453	0.1340096E-01	9944.284±72.29319	8161.173±65.47778
	R1	R2	NCK	R2NCT
	8119.826±65.15454	6631.667±58.86681	11967.88±79.23144	6091.842±56.77345
	5451.562±53.39987	4459.754±48.29822	8008.979±64.81400	4261.864±47.59225
	9201.513±69.50827	7536.377±62.91943	13440.63±84.16188	7583.272±63.35804
	8929.844±68.47811	7329.779±62.03936	12934.25±82.55104	7719.756±64.27547
MC POSITIVO				
A	MCGEN	R3CK	R3	PCK
Be	123214	4361.831±47.88750	3940.423±45.52579	9004.930±68.99239
Al	89046	2929.652±39.26760	2653.560±37.39010	5916.622±55.94911
Cu	176850	4974.642±51.12812	4476.913±48.49076	10042.30±72.86417
W	205808	4925.837±50.90453	4436.837±48.30763	9781.553±71.90331

MC NEGATIVO				
x_f	MCGEN	LARGURA	R1CK	R2CK
0.0-0.1	201923	0.1044612E-01	6250.376±57.70357	5154.159±52.38208
0.1-0.2	175990	0.1048867E-01	12027.00±78.97311	9899.237±71.64833
0.2-0.3	126460	0.1148930E-01	11224.33±75.97952	9191.159±68.75408
0.3-0.4	78344	0.1335112E-01	7500.525±62.19313	6121.874±56.19072
0.4-0.5	42964	0.1569932E-01	4128.288±46.38793	3353.607±41.79211
0.5-0.6	23757	0.1769612E-01	2368.947±35.13249	1916.820±31.61172
0.6-0.7	15799	0.2035667E-01	1508.575±28.44789	1214.620±25.47797
0.7-0.8	12200	0.2239762E-01	1055.070±23.66170	840.6008±21.11382
	R1	R2	NCK	R2NCT
	6268.090±57.78302	5167.766±52.45576	8268.145±66.65279	6401.103±58.76394
	11394.50±76.82211	9379.438±69.69463	15621.72±90.08363	9639.231±71.09821
	9991.729±71.64793	8181.504±64.84593	14671.41±86.91882	7719.920±63.38871
	6393.621±57.41812	5216.923±51.86710	9835.232±71.28317	4627.619±49.14117
	3439.722±42.33150	2792.393±38.13342	5481.542±53.59796	2317.125±34.72032
	1938.062±31.77363	1568.526±28.57795	3168.138±40.74083	1223.978±25.35981
	1220.516±25.56347	979.0894±22.87565	2056.727±33.34935	709.2769±19.21676
	846.4306±21.16181	671.7845±18.80207	1500.229±28.41123	439.7596±15.20342
MC POSITIVO				
x_f	MCGEN	R3CK	R3	PCK
0.0-0.1	224000	3062.787±40.36850	3066.191±40.38328	6174.955±57.64732
0.1-0.2	195155	6080.652±56.24259	5763.757±54.70100	11915.46±78.89229
0.2-0.3	140179	5537.244±53.41677	4932.665±50.40555	11100.95±75.78841
0.3-0.4	86779	3692.567±43.64761	3150.625±40.30684	7555.792±62.54813
0.4-0.5	47464	1975.212±32.00840	1649.686±29.23239	4092.508±46.25106
0.5-0.6	26271	1019.507±22.96554	832.4758±20.75141	2180.694±33.87132
0.6-0.7	17415	610.3101±17.98171	494.0658±16.08789	1352.084±27.00515
0.7-0.8	13505	407.1610±14.55058	325.2233±13.05574	963.1161±22.79336

MC NEGATIVO				
p_i^2	MCGEN	LARGURA	R1CK	R2CK
0.00-0.75	123044	0.1164874E-01	6027.957±56.06816	4879.906±50.44196
0.75-1.5	187672	0.1216851E-01	9769.176±71.47714	7892.788±64.25124
1.5-2.25	158504	0.1273962E-0	9158.148±69.30907	7427.793±62.40322
2.25-3.0	110028	0.1299195E-01	6947.552±60.33112	5657.192±54.44634
3.0-3.75	68543	0.1333297E-01	4722.706±49.90281	3871.752±45.14529
3.75-4.5	42155	0.1373313E-01	3111.334±40.56228	2569.585±36.84831
4.5-5.25	26486	0.1335188E-01	2059.036±32.97125	1713.437±30.07741
5.25-6.0	16694	0.1324461E-0	1418.158±27.23968	1191.674±24.96332
6.0-6.75	11080	0.1323398E-01	914.6174±21.79674	774.4965±20.06371
6.75-7.5	7214	0.1258278E-01	713.5143±19.26352	611.4172±17.81909
7.5-8.25	4899	0.1257659E-01	445.2001±15.19540	381.6323±14.06443
	R1	R2	NCK	R2NCT
	5575.844±53.90841	4513.775±48.50426	8335.402±66.00635	4592.073±49.33891
	8904.979±68.23720	7198.499±61.35204	13508.81±84.14806	7374.845±62.26082
	8253.833±65.77168	6698.048±59.23769	12375.00±80.69092	6638.385±59.25566
	6222.707±57.09665	5072.055±51.55310	9166.429±69.43501	4855.466±50.98267
	4191.998±46.98908	3437.269±42.54179	6057.800±56.58310	3228.574±41.41598
	2751.798±38.14534	2274.717±34.68443	3891.116±45.41114	2168.786±34.06544
	1812.300±30.88099	1513.279±28.22424	2517.993±36.49405	1361.602±27.14053
	1248.093±25.55829	1047.934±23.36250	1695.488±38.77754	939.4402±22.25814
	812.9407±20.52456	691.2406±18.94906	1069.302±23.59929	623.9446±18.17912
	626.7048±18.01542	533.8448±16.69040	818.9742±20.70267	466.0986±15.52415
	396.7039±14.34135	336.1641±13.19636	514.6208±16.36087	322.3441±12.84612
MC POSITIVO				
p_i^2	MCGEN	R3CK	R3	PCK
0.00-0.75	136403	2672.214±37.35826	2495.867±36.08052	6057.119±56.40755
0.75-1.5	208116	4424.594±48.15169	4056.951±46.11372	9969.887±72.37413
1.5-2.25	175900	4224.066±47.18137	3820.935±44.86941	9113.196±69.38964
2.25-3.0	121767	3316.772±41.73700	2980.218±39.53846	6817.701±60.04924
3.0-3.75	75775	2358.434±35.31837	2100.614±33.31687	4593.710±49.51717
3.75-4.5	46657	1568.794±28.66103	1392.053±26.97300	2902.522±39.20091
4.5-5.25	29345	1110.010±24.08402	980.8208±22.65297	1952.915±32.09213
5.25-6.0	18488	828.3759±20.79073	737.0662±19.61806	1368.136±26.82314
6.0-6.75	12262	532.6117±16.59241	473.9045±15.63731	859.4413±21.26115
6.75-7.5	8013	415.2780±14.59829	365.0054±13.66252	632.2403±18.06830
7.5-8.25	5423	258.1518±11.53751	229.0579±10.84780	388.3185±14.20618

REFERÊNCIAS

- [ABS2] I.M. Abramowich *et al.*, *Z. Phys.* **C13** (1982) 179
- [AG85] M.Aguilar-Benitez *et al.*, *Phys. Lett.* **161B** (1985) 400
- [AG87] M.Aguilar-Benitez *et al.*, *Phys. Lett.* **189B** (1987) 476
- [AL81] G.Alberi e G.Goggi, *Phys. Rep* **74**, (1981) 1
- [AL77] G.Altarelli e G.Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298
- [AL92] G.A.Alves, “Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos”, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas/CNPq, Rio de Janeiro, Brasil
- [AM92] S.Amato *et al.*, submetido à *Nucl. Inst. and Meth.*, (1992)
- [AM88] R.Ammar *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2185
- [AN87] B.Anderson *et al.*, *Nucl. Phys.*, **B281** (1987) 289
- [AN89] J.C.Anjos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 513
- [AN90] J.C.Anjos, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2503
- [AN91] Transparências apresentadas por F.Antinori pela colaboração WA82 em Aspen (USA), Janeiro de 1991
- [AP86] J.Appel *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A243** (1986) 301
- [AP92] J.Appel, Fermilab-Pub-92/49. A ser publicado na *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, **42** (1992)
- [AU74a] J.J.Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974), 1404
- [AU74b] J.E.Augustin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **33** (1974), 1406
- [BA82] V.Barger, F.Halzen e Y.W.Keung, *Phys. Rev.* **D25** (1982) 112
- [BA87a] V. Barger, R. Phillips, “Collider Physics”, Addison-Wesley Publishing Company, Nova Yorque, (1987)
- [BA88] S.Balarg *et al.*, *Z.Phys.* **39C** (1988) 451
- [BA90] S.Balarg *et al.*, CERN-PPE/90-145 (1990)
- [BA87b] Bartlett *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A260** (1987), 55
- [BE87] H.Bengtsson e T.Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **46** (1987) 43
- [BE75] L.Bertolucchi *et al.*, Ecole D’Ete de Physique des Particules. “Les Phenomenes Diffractifs”, (1975)
- [BH85] V.K. Bharadwaj *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.*, **228** (1985) 283

- [BO88] D.Bortoletto *et al.*, Phys. Rev. **D39** (1988) 1719
- [BR80] S.J.Brodsky *et al.*, Phys. Lett. **93B** (1980) 451
- [BR81] S.J.Brodsky, C.Peterson e N.Sakai, Phys. Rev. **D23** (1981) 2745
- [BR88] T.Browder, "A Study of $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing", Ph.D. Thesis, University of California, Santa Barbara- UCSB-HEP-88-4 (1988)
- [BE87] H.U.Bengtsson e T.Stöstrand, Comp. Phys. Comm., **46** (1987) 43
- [BR89] R.Brun *et al.*, "PAW, The Complete Reference", CERN Program Library (1989)
- [CI90] Ciprico Reference Manual, "Rimfire 3510", Publ. Number 21017701, (1990)
- [CH90] K.Charchula, M.Krawczyk, H.Abramowicz e A.Levy, DESY-90-019 (1990)
- [CO77] J. Cobb *et al.*, Nucl. Inst. and Meth., **140** (1977) 413
- [CO87] H.Cobbeaert *et al.*, Phys. Lett. **191B** (1987) 456
- [CO88] H.Cobbeaert *et al.*, Phys. Lett. **206B** (1988) 546
- [CO69] G.Cohen-Tannoudji, Ecole D'Ete de Physique des Particules (1975)
- [CO79] B.L.Combridge, Nucl. Phys, **B151** (1979) 429
- [DA89] Documentação interna do grupo do DA791 sob a coordenação de S.Bracker (1989-1991).
- [DU85] M.E.Duffy, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1816
- [DU84] D.Duke e J.Owens, Phys. Rev **D30** (1984) 49
- [EL87] R.K.Ellis e C.Quigg, FN-445 (1987)
- [EL88] R.K.Ellis, "An Introduction to the QCD Parton Model", FERMILAB-Conf-88/60-T (1988)
- [ER90] D.Errede por G.A.Alves *et al.*, "Hadroproduction of Charm at Fermilab-E769", publicado nos *proceedings* da XXVth International Conference on High Energy Physics", Singapura, Agosto de 1990
- [ER91] D. Errede *et al.*, Nucl. Inst. and Meth., **A309** (1991) 386
- [ES86] P.Estabrooks, "Aging Effects in Large Drift Chamber in the Fermilab Tagged Photon Spectrometer", *preprint* IPP/Ottawa-Carlton (1986)
- [EX89] "Exabyte Corporation 8MM Cartridge Tape Subsystem Interface User's Manual", 1745 38th Street Boulder, Colorado 80301- MKT-016-01
- [FA81] C.Fabjan *et al.*, Nucl, Inst. and Meth., **185** (1981) 119

- [FA89] P.C.Fanourakis *et al.*, “ Exabyte Helical Scan Devices at Fermilab”, publicado nos *proceedings* da conferência “ Real Time Computer Applications in Physics” (1989)
- [FE72] R.P.Feynman, “Photon Hadron Interactions”, W.A.Benjamin, Reading, MA. (1972)
- [FE87] T.Ferbel, “Experimental Thechniques in High Energy Physics”, Addison-Wesley Pub. Comp. (1987)
- [FE86] R.C.Fernow, “Introduction to Experimental Particle Physics”, Cambridge University Press (1986)
- [FI75] J.Fisher *et al.*, Nucl. Inst. and Meth, **127** (1975) 525
- [FI78] R.Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. **B161** (1978) 1
- [FR72] J.I.Friedman e H.W.Kendall, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **22** (1972) 203
- [GA87a] I.Gaines *et al.*, Comp. Phys. Comm., **45** (1987) 323
- [GA87b] C. Gay e S. Bracker, IEEE, NS-34, No. 4,(1987)
- [GL78] M.Gluck, J.F.Owens e E.Reya, Phys. Rev. **D17** (1978) 2324
- [GU79] J.F.Gunion, Phys. Lett. **88B** (1979) 150
- [GU82] G.Gustafson, Z. Phys. **C15** (1982) 155
- [HE53] W. Heitler, “The Quantum Theory of Radiation”, 3rd ed, Oxford,Clarendon Press (1953)
- [JE91] R.Jedicke, “Flavour Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons”, Ph.D.Thesis - University of Toronto, Canada
- [JE91b] R.Jedicke, Documento interno da colaboração E769, (1991)
- [KA89] P.Karchin por J.Anjos *et al.*, “The Photo-production results from Fermilab E691 and prospects for Hadro-production in E769”, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **7B** (1989) 60
- [KE84] A.Kernan, G. VanDanlen, Phys. Rep, **106** (1984) 297
- [LE85] E.Leader e E.Predazzi, “An Introduction to Gauge Theories and the ‘New Physics’”, Cambridge University Press (1985)
- [LUS1] T. Ludlman *et al.*, Nucl. Inst. and Meth.,**180** (1981) 413
- [LU90] L.Lueking por G.A.Alves *et al.*, “Hadroproduction of Charm at Fermilab E769”, publicado nos *proceedings* do Encontro da Sociedade Americana de

Física, seção de Campos e Partículas, Huston, Texas Janeiro de 1990

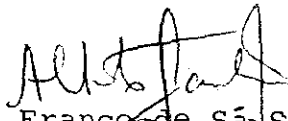
- [LU91] L.Lueking e R.Jedicke por G.A.Alves *et al.*, "Hadroproduction of Charm at Fermilab E769", publicado nos *proceedings* do Encontro da Sociedade Americana de Física, seção de Campos e Partículas, Vancouver, BC, Canadá, Agosto de 1991
- [ME86] S. Menary, "A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons", M.Sc. Thesis, University of Toronto, Toronto Canada (1986)
- [ME92] J. R. T. de Mello Neto, tese de Doutorado em preparação, CBPF, 1992
- [MI72] G.Miller *et al.*, Phys. Rev. **D5** (1972) 528
- [MI89] J. Miranda, Relatório ao CNPq, (1989)
- [MO89] G.Moneti, Proc. Syracuse University, Syracuse NY13244 (1977)
- [MU87] K.N.Murkhin, "Experimental Nuclear Physics", Mir Publishers,(1987)
- [NA88] P.Nason, S.Dawson e R.K.Ellis, Nucl. Phys. **B303** (1988) 607
- [NA89c] A.Napier por G.A.Alves *et al.*, "Hadro-production of Charm and Charm-Strange States at Fermilab E-769", publicado nos *proceedings* do XXIV Encontro de Moriond, seção de Interações Hadrônicas, Les Arcs, França, Março, 1989
- [NA89a] P.Nason, "Theory of Heavy Quark Hadroproduction", Proceedings of the XXIV Inter. Conf. on High Energy Phys. (1989) 962
- [NA89b] P.Nason, S.Dawson e R.K.Ellis, Nucl. Phys. **B164** (1989) 607
- [OW84] J.Owens, Phys Rev **D30** (1984) 943
- [RA87] J.R.Raab, "Lifetime Measurements of the Three Charmed Pseudoscalar D-Mesons", Ph.D. Thesis, University of California, Santa Barbara UCSB-HEP-88-4 (1987)
- [RA88] J.R.Raab *et al.*, Phys. Rev. **D37**, (1988) 2391
- [RE90] "Review of Particle Properties", Particle Data Group, Phys. Lett. **B239** (1990)
- [RI80] J.L.Ritchie *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44**, (1980) 230
- [RO91] L.Rossi, "Heavy Quark Production", Apresentado no 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics, Orsay(França),25-29 de Junho de 1991

- [RY85] L.H. Ryder, "Quantum Field Theory", Cambridge University Press, (1985)
- [SA90] A.S.Sambamurti *et al.*, Phys. Rev. **D41** (1990) 1371
- [SL85] K.Sliwa *et al.*, Phys. Rev. **D32** (1985)
- [SJ86] T.Sjöstrnd, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 374
- [SU84] D.Summers, "A Study of the Decay $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ in High Energy Photo-production", PH.D Thesis, University of California, Santa Barbara (1984)
- [SU88] D.J.Summers por G.A.Alves *et al.*, "Charm Hadroproduction at Fermilab E-769, publicado nos *proceedings* do XXIII Encontro de Moriond, seção de Interações Hadrônicas, Les Arcs, Fraça, Março, 1988
- [TA88] Tavernier, S., Rep. Prog. Phys. **50** 1439 (1987)
- [WU91] Z.Wu, "The Feynman-X Dependence of D^\pm Mesons in π^- Nucleon Interactions", PH.D Thesis, Yale University, (1991)

"CARACTERÍSTICAS DA PRODUÇÃO HADRÔNICA DE MÉSONS D^{\pm} "

JUSSARA MARQUES DE MIRANDA

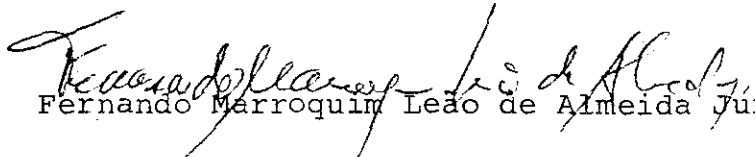
Tese de Doutorado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



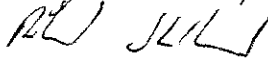
Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente



Moacyr Henrique Gomes e Souza - Co-orientador



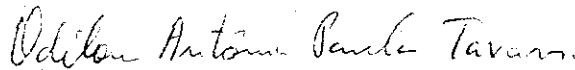
Fernando Marroquin Leão de Almeida Junior



Ronald Cintra Shellard



Itzhak Roditi



Odilon Antonio Paula Tavares