

Tese de  
Doutorado

Estudo de Correlações na Fotoprodução  
de Pares de Partículas com Charme no  
Experimento E831/FOCUS

César Manuel Castromonte Flores

Orientador:  
J.C. dos Anjos

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Agosto de 2008.

# Resumo

Apresentamos o estudo da produção e de correlações de pares de partículas com charme produzidas em interações fóton-núcleon com  $\langle E_\gamma \rangle = 175 \text{ GeV}/c$ , pelo experimento de alvo fixo E831/FOCUS do Fermilab.

O experimento E831/FOCUS produziu e reconstruiu mais de um milhão de partículas contendo quarks charme. Esta alta estatística permitiu reconstruir mais de 7.000 pares de mésons  $D\bar{D}$ , amostra quase 10 vezes superior a dos experimentos anteriores, e também obter pela primeira vez cerca de 600 pares totalmente reconstruídos nos canais  $DD_s$  e  $D\Lambda_c$ .

Esta grande amostra permitiu estudar em detalhe correlações cinemáticas entre as partículas que formam os pares charme-anticharme nas variáveis quadrado do momento transversal ( $p_T^2$ ), diferença no ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ), diferença na rapidez ( $\Delta y$ ) e a massa invariante do par. Se observa uma certa correlação entre os momentos longitudinais e uma significativa correlação entre os momentos transversais, das partículas que formam um par com charme.

As distribuições experimentais são comparadas com previsões baseadas no modelo de fusão fóton-glúon da QCD (*photon-gluon fusion*, PGF) para a produção de pares  $c\bar{c}$ , e no modelo de hadronização de Lund. A implementação dos modelos teóricos é feita através do gerador de eventos de Monte Carlo PYTHIA, que por sua vez permite incluir efeitos não perturbativos importantes na produção de charme. Para a comparação se gerou duas amostras de Monte Carlo baseadas nos modelos teóricos mencionados (PGF e Lund), uma privilegiando a produção de pares  $D\bar{D}$  (MCDD2) e a outra a de pares  $D_s$  e  $\Lambda_c$  (MCDSLCL), as quais se diferenciam pelas funções e valores dos parâmetros usados na simulação dos modelos teóricos.

Se observa para as distribuições de correlação, que o conjunto de parâmetros usados pelo modelo de MCDD2, junto com um momento transversal intrínseco ( $k_\perp$ ) para os pártons dentro dos nucleons do alvo com  $\langle k_\perp^2 \rangle = (0.6 \text{ GeV}/c)^2$ , dão uma melhor concordância com os dados do que os parâmetros usados pelo modelo MCDSLCL.

Por último, a razão relativa de produção par/antipar é calculada para cinco conjuntos de pares,  $D^+D^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $D^0\Lambda_c^-$ , tanto para os dados como para as duas amostras de Monte Carlo. Se observa que o modelo MCDSLCL prediz razões de produção de pares mais próximas com as razões dos dados do que as razões preditas pelo modelo MCDD2.

## Abstract

We present the study of the charm-pair correlations produced in photon-nucleon interactions at  $\langle E_\gamma \rangle = 175$  GeV/c, by the Fermilab fixed target experiment E831/FOCUS.

The E831/FOCUS experiment produced and reconstructed over one million charm particles. This high statistics allows the reconstruction of more than 7000 charm-pair mesons  $D\bar{D}$ , 10 times the statistic of former experiments, and also allows to get, for the first time, about 600 totally reconstructed charm-pairs in the  $DD_s$  and  $D\Lambda_c$  channels.

We were able to study, with some detail, the kinematical correlations between the charm and anticharm particle forming a pair, in the square transverse momentum ( $p_T^2$ ), azimuthal angle difference ( $\Delta\phi$ ), rapidity difference ( $\Delta y$ ) and the charm-pair mass variables. We observe some correlation for the longitudinal momenta, and a significant correlation for the transverse momenta of the charm and anticharm particles.

We compare the experimental distributions with theoretical predictions based on the photon-gluon fusion model (PGF), for the production of  $c\bar{c}$  quarks, and the standard Lund hadronization model. These models are implemented by the PYTHIA Monte Carlo event generator. The PYTHIA program allows the inclusion, in the simulation, of non-perturbative effects that have been shown to be important for charm production. In order to compare data and simulation, we have generated two Monte Carlo samples, the first one set to favor the production of  $D\bar{D}$  pairs (MCDD2), and the second one set to favor the production of  $DD_s$  and  $D\Lambda_c$  pairs, where each one uses different functions and parameters values for the theoretical models in the simulation.

We observe, for the correlation distributions, that the set of parameters used by the MCDD2 model together with the intrinsic transverse momentum ( $k_\perp$ ) of the partons inside the nucleons, has a better agreement with data distributions than the one used by the MCDSL model.

Finally, the relative pair/anti-pair yield production ratio is calculated for five sets of charm-pairs,  $D^+D^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $D^0\Lambda_c^-$ , both for data as well as for the two Monte Carlo samples. We observe that the MCDSL model predicts charm-pair yield production ratios closer to the yield ratios data than the MCDD2 model.

*Dedicado a mis queridos padres, Irma y César, y a mi amada esposa Luisa.*

# Agradecimentos

Esta Tese de Doutorado é o resultado de muitas horas de árduo e paciente trabalho da minha parte, mas que não teria sido possível sem a ajuda, tanto material como espiritual, de muitas pessoas e instituições.

Em primeiro lugar quero agradecer ao meu orientador, Dr. João dos Anjos, pela amizade, pelo constante apoio, e pelos muitos conselhos e ensinamentos recebidos.

Aos membros da colaboração FOCUS, em especial ao Dr. John Cumalat, que acompanhou meu trabalho desde o início, e que sempre teve uma grande disponibilidade pra me ajudar, seja pessoalmente ou dando sugestões acertadas. Ao Dr. Harry Cheung, pela amizade, pelos muitos ensinamentos, e pelo conforto e tranquilidade que me brindou para poder desenvolver meu trabalho durante o tempo que fiquei no Fermilab sob a assessoria dele. Ao Dr. Eric Gottschalk, que deu o "kick start" no início do trabalho. Ao Dr. Kevin Stenson, pelas muitas sugestões para a análise e principalmente, pela ajuda na parte computacional relativa ao Monte Carlo.

Ao CNPq, pelo suporte econômico concedido durante todo o tempo do doutorado.

Ao CBPF, minha segunda casa.

A todo o pessoal administrativo do CBPF, em particular à Sra. Myriam Simões.

A todos meus amigos, colegas e professores, que estando espalhados em diferentes partes do planeta, compartilharam muitas vezes minhas tristezas e alegrias, e me incentivaram a seguir trilhando os misteriosos e maravilhosos caminhos da física. Gostaria de agradecer em particular a: Hélio da Motta, Juan Pablo e Paul Girón, Jorge "loco burra" Quiróz, Roxana Lobon, Giovanna Piscocoy, Jéssica Gordillo, Jessenia Alvarado, Pablo Solórzano, José "naquito" Palomino, Diego González, Martin Silva, Ana Amelia Machado, Angela Teixeira, Felipe Tovar, Murilo Rangel, Oswaldo Aquines e Pedro Ttito.

Aos meus pais Irma e César, pelo carinho, sacrifício e dedicação na minha formação humana e profissional. A minha família inteira, que se bem morando do outro lado do continente, nunca deixaram de estar "ao meu lado". Um agradecimento especial para meu tio Vidal, que me deu a primeira ajuda para começar este novo caminho aqui no Brasil.

A minha querida esposa Luisa, pelo seu constante apoio e carinho, e por ter compartilhado e agüentado esta difícil etapa da minha carreira.

Para finalizar, dou graças a Deus pela minha vida, pelos meus pais, pela minha

família, pelos meus amigos e por me permitir conhecer um pouco da magnificência da sua obra, a *física*.

# Conteúdo

<b>Resumo</b>	<b>ii</b>
<b>Agradecimentos</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Modelo Padrão . . . . .	3
1.1.1 Partículas Elementares e suas interações . . . . .	3
1.2 O Modelo de Quarks . . . . .	4
1.3 O Quark Charme: A Revolução de Novembro . . . . .	7
1.4 Produção de Quarks Pesados . . . . .	8
1.4.1 Fotoprodução de Charme . . . . .	10
1.4.2 Hadronização: O Modelo de Fragmentação de Cordas . . . . .	14
1.5 Programa de Simulação PYTHIA . . . . .	16
1.5.1 O Modelo de Cordas de Lund no PYTHIA . . . . .	16
<b>2 Revisão dos experimentos de Hadro e Fotoprodução</b>	<b>18</b>
2.1 Experimentos de Hadroprodução . . . . .	19
2.1.1 <b>NA27</b> . . . . .	19
2.1.2 <b>WA75</b> . . . . .	21
2.1.3 <b>WA92</b> . . . . .	22
2.1.4 <b>NA32</b> . . . . .	25
2.1.5 <b>E653</b> . . . . .	26
2.1.6 <b>E791</b> . . . . .	29
2.2 Experimentos de Fotoprodução . . . . .	33
2.2.1 <b>NA14/2</b> . . . . .	33
2.2.2 <b>E687</b> . . . . .	34
2.2.3 <b>E831</b> . . . . .	36

<b>3</b>	<b>A Experiência FOCUS/E831</b>	<b>39</b>
3.1	O Feixe de Prótons . . . . .	40
3.2	O Feixe de Fótons . . . . .	41
3.3	O Espectrômetro FOCUS . . . . .	44
3.3.1	O Sistema de Rastreamento de Microtiras de Silício . . . . .	46
3.3.2	As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC) . . . . .	48
3.3.3	As Câmaras Straw Tubes . . . . .	48
3.3.4	Os Electroímãs . . . . .	49
3.3.5	Os Contadores Čerenkov . . . . .	51
3.3.6	Os Calorímetros . . . . .	53
3.3.7	O Sistema de detectores de Múons . . . . .	56
3.3.8	O Gatilho (Trigger) . . . . .	57
3.3.9	O Sistema de Aquisição de Dados . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Reconstrução dos Dados</b>	<b>61</b>
4.1	Reconstrução das Trajetórias das Partículas . . . . .	61
4.1.1	Trajetórias no SSD . . . . .	62
4.1.2	Trajetórias nas PWCs . . . . .	63
4.1.3	Conexão das Trajetórias do SSD e das PWC . . . . .	63
4.2	Determinação do Momento . . . . .	64
4.3	Identificação Čerenkov de Partículas . . . . .	66
4.4	Procesamento de Dados . . . . .	67
4.4.1	Reconstrução de Eventos: PASS1 . . . . .	67
4.4.2	Seleção de Eventos: SKIM1 . . . . .	70
4.4.3	Divisão Final dos Eventos: SKIM2 . . . . .	71
<b>5</b>	<b>Seleção dos Pares de Partículas Charmosas</b>	<b>73</b>
5.1	Critérios usados na Seleção de eventos Charmosos . . . . .	73
5.1.1	Vértices . . . . .	73
5.1.2	Identificação de Partículas . . . . .	75
5.1.3	Procura de Candidatos: rotina EZDEE . . . . .	75
5.2	O Processo de Reconstrução . . . . .	76
5.2.1	A amostra $D_s$ . . . . .	79
5.3	Amostra final de Pares de Partículas Charmosas . . . . .	81



<b>6</b>	<b>Análise dos Dados</b>	<b>92</b>
6.1	Determinação do Número de eventos dos Pares Charmosos . . . . .	92
6.1.1	Método de Contagem . . . . .	92
6.1.2	Método de ajuste Binned Maximum Likelihood . . . . .	95
6.2	Estudos de Simulação de Monte Carlo. . . . .	99
6.2.1	Amostras de Monte Carlo: MCDD2 e MCDSL C . . . . .	100
6.3	Comparação com a Teoria . . . . .	103
6.3.1	Correlações . . . . .	103
6.3.2	Distribuições Bidimensionais . . . . .	112
6.3.3	Assimetrias na produção dos pares e antipares charmosos . .	122
6.4	Estudo de Erros . . . . .	126
6.4.1	Verificação dos erros estatísticos: estudo de <i>mini Monte Carlo</i> 126	
6.4.2	Estudo de Erros Sistemáticos . . . . .	132
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>137</b>
<b>A</b>	<b>Distribuições Monte Carlo de massa invariante normalizada.</b>	<b>149</b>
A.1	Amostra MC-DD2 . . . . .	149
A.2	Amostra MC-DSL C . . . . .	153
<b>B</b>	<b>Geração de eventos de Mini Monte Carlo: método de aceita- ção/rejeição</b>	<b>158</b>

# Lista de Tabelas

1.1	Classificação das Partículas Elementares por geração . . . . .	4
1.2	Propriedades dos bósons intermediários. . . . .	5
2.1	Resumos dos resultados dos estudos de correlações entre pares de partículas charmosas hadro e fotoproduzidos. . . . .	38
3.1	Especificações dos detectores Čerenkov. . . . .	51
3.2	Faixa de momento para identificação de partículas no sistema Čerenkov. . . . .	53
3.3	Master Gate do experimento FOCUS. . . . .	59
3.4	Segundo nível do gatilho na experiência FOCUS. . . . .	60
4.1	Descrição dos Super-streams do SKIM1. . . . .	71
5.1	Número de identificação (ID) das partículas no bloco EZDEE e os seus respectivos modos de decaimento. . . . .	77
5.2	Critérios usados para selecionar pares de partículas charmosas. . . . .	77
5.3	Valores do corte $L/\sigma_L$ para os diferentes modos de decaimento. . . . .	79
5.4	Número de eventos das partículas charmosas de acordo ao modo de decaimento. . . . .	91
6.1	Número de eventos das diferentes amostras de pares charmosos, obtidos usando o método contagem. . . . .	94
6.2	Número de eventos obtidos usando o método de ajuste <i>binned maximum likelihood</i> para várias amostras de pares charmosos. . . . .	98
6.3	Razão entre os números de eventos obtidos por ambos métodos ( $Y_{cont.}/Y_{log-likeli.}$ ) para as diferentes amostras de pares charmosos. . . . .	99
6.4	Número de eventos de Monte Carlo reconstruídos e gerados. . . . .	103
6.5	Razões entre o número de eventos dos pares e dos antipares $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , para várias amostras de pares charmosos dos dados e de MC. . . . .	126

6.6	Valor médio ( $\mu$ ) e largura ( $\sigma$ ), do ajuste das distribuições pull do número de eventos das amostras de pares charmosos usados no cálculo das assimetrias. . . . .	130
6.7	Viés no número de eventos de algumas amostras de pares de partículas com charme. . . . .	131
6.8	Erros estatísticos no número de eventos obtidos a partir do mini MC para algumas amostras de pares charmosos. . . . .	131
6.9	Número de eventos das amostras de pares usados no cálculo das razões $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , corrigidas pelo estudo de mini MC. . . . .	132
6.10	Número de eventos de várias amostras de pares organizados de acordo à variação feita. . . . .	133
6.11	Razões das razões $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ obtidos pelos testes de erro sistemático da primeira categoria. . . . .	135
6.12	Razões das razões $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ obtidos pelos testes de erro sistemático da segunda categoria. . . . .	135
6.13	Erros sistemáticos parciais e totais das razões $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ . . . . .	136
6.14	Resultados finais obtidos para as razões $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , considerando as correções dadas pelo estudo de mini MC para os números de eventos dos pares e os erros sistemáticos calculados para estas razões. . . . .	136

# Lista de Figuras

1.1	Processo de fotoprodução e hadroprodução de quarks charmosos. . .	10
1.2	Contribuição de primeira ordem do modelo PGF. . . . .	12
1.3	Representação esquemática dos polos de cor e cordas para o caso de quarks charme fotoproduzidos em experiências de alvo fixo no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas. . . . .	15
1.4	Representação esquemática da geração de pares de partículas charmosas e de outros hádrons no contexto do modelo de Lund como resultado da quebra de cordas. . . . .	15
2.1	Distribuições das variáveis de correlação $M_{D\bar{D}}$ , $x_F$ , $p_T^2$ e $\Delta y$ , para os pares $D\bar{D}$ do experimento NA27 produzidos por interações $\pi^-p$ a 360 GeV/c. . . . .	20
2.2	Distribuições das variáveis de correlação $M_{D\bar{D}}$ , $x_F$ , $p_T^2$ e $\Delta y$ , para os pares $D\bar{D}$ do experimento NA27 produzidos por interações $pp$ a 400 GeV/c. . . . .	21
2.3	Distribuições das variáveis de correlação $\Delta\phi$ , $\Delta y$ , $x_F(D\bar{D})$ , $p_T^2(D\bar{D})$ e $M_{D\bar{D}}$ , para os pares $D\bar{D}$ do experimento WA75. . . . .	23
2.4	Distribuições $\Delta\phi$ e $p_T^2(D\bar{D})$ produzidos pelo experimento WA92. . .	24
2.5	Experimento WA92. Distribuições das variáveis de correlação: a) massa invariante $D\bar{D}$ , b) diferença da rapidez entre $D^+$ e $D^0$ , e $D^-$ e $\bar{D}^0$ , c) diferença do $x$ de Feynman entre $D^+$ e $D^0$ , e $D^-$ e $\bar{D}^0$ , d) $x$ de Feynman do sistema $D\bar{D}$ . . . . .	25
2.6	Experimento NA32. Distribuição da diferença do ângulo azimutal $\Delta\phi$ (em graus) para várias sub-amostras de pares de partículas charmosas. (a) $D^0\bar{D}^0$ , (b) $D^0D^-$ e $D^+\bar{D}^0$ , (c) $D^+D^-$ , (d) $D\bar{D}$ , (e) $D_s^+\bar{D}^0$ e $DD_s^-$ , (f) $\Lambda_c^+\bar{D}$ , (g) "cc". . . . .	27
2.7	Distribuições das variáveis de correlação $\Delta\eta$ e $\Delta\phi$ do experimento NA32. . . . .	28

2.8	Distribuições das variáveis de correlação $M_{c\bar{c}}$ , $\Delta y$ , $\Delta\phi$ e $p_T^2$ , obtidas pelo experimento E653. . . . .	30
2.9	Distribuições das variáveis de correlação $\Delta x_F$ , $\Sigma x_F$ , $\Delta y$ , $\Sigma y$ , $ \Delta p_T^2 $ , $\Sigma p_T^2$ , $\Delta\phi$ , $\Sigma\phi$ , $p_T^2(D\bar{D})$ e $M_{D\bar{D}}$ , obtidas pelo experimento E791. . . . .	32
2.10	Distribuições das variáveis de correlação $p_T(D\bar{D})$ e $p_L(D\bar{D})$ do experimento NA14/2. . . . .	34
2.11	Distribuições das variáveis de correlação massa do par ( $M_{D\bar{D}}$ ), diferença na rapidez entre $D$ e $\bar{D}$ ( $ \Delta y $ ), e o ângulo $\Delta\phi$ entre os momentos transversos de $D$ e $\bar{D}$ , obtidas pelo experimento NA14/2. . . . .	35
2.12	Distribuições das variáveis de correlação $p_T^2(D\bar{D})$ , $\Delta y$ , $M_{D\bar{D}}$ e $\Delta\phi$ , obtidas pelo experimento E687. . . . .	36
2.13	Resultado previo do experimento E831/FOCUS. Distribuições de correlação para os pares $D\bar{D}$ : $\Delta\phi$ , $p_T^2$ , diferença na rapidez ( $\Delta y$ ) e massa do par ( $M_{D\bar{D}}$ ). . . . .	37
3.1	Diagrama esquemático do arranjo do acelerador e dos feixes produzidos para os experimentos de alvo fixo. . . . .	40
3.2	Vista esquemática dos principais elementos do feixe de fótons do experimento FOCUS. . . . .	43
3.3	Visão geral dos elementos do espectrômetro da experiência FOCUS. . . . .	45
3.4	Diagrama da região do alvo do experimento FOCUS. . . . .	47
3.5	Orientações dos quatro planos da Câmara de fios Proporcionais (PWC). . . . .	49
3.6	Diagrama dos detectores Straw tubes. . . . .	50
3.7	Origem da radiação Čerenkov. . . . .	52
3.8	Vista lateral do calorímetro eletromagnético externo. . . . .	55
3.9	Vistas esquemáticas do calorímetro hadrônico . . . . .	56
3.10	Visão geral do Sistema de Aquisição de dados. . . . .	60
4.1	Representação da passagem de uma partícula através dos magnetos e das PWCs. . . . .	65
4.2	Esquema geral do processo de reconstrução dos dados do experimento FOCUS. . . . .	68
4.3	Esquema de operação do PASS1. . . . .	70
4.4	Diagrama do processo SKIM1. . . . .	72

5.1	Diagrama do processo de produção e posterior decaimento do par charmoso $D^+\bar{D}^0$ .	74
5.2	Distribuições de massa invariante das partículas constituintes de $D_s$ : $\phi(1020)$ e $K^*(892)^0$ .	80
5.3	Distribuição de $\text{Cos } \theta$ para os dois modos de decaimento ressonantes de $D_s$ .	80
5.4	Distribuição bidimensional da massa normalizada de todas as partículas com charme versus a massa normalizada de partículas com anticharme.	81
5.5	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^+D^-$ e $D^0\bar{D}^0$ .	83
5.6	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^+\bar{D}^0$ e $D^0D^-$ .	83
5.7	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^+D_s^-$ e $D_s^+D^-$ .	84
5.8	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^0D_s^-$ e $D_s^+\bar{D}^0$ .	84
5.9	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D^-$ .	85
5.10	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D^0\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ .	85
5.11	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D_s^+D_s^-$ , $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ , $D_s^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D_s^-$ .	86
5.12	Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos $D\bar{D}$ , $D_s^+\bar{D}+DD_s^-$ and $\Lambda_c^+\bar{D}+D\Lambda_c^-$ .	87
5.13	Distribuição da massa invariante normalizada dos pares de partículas charmosas considerando todas as combinações.	88
5.14	Distribuições da massa invariante das partículas $D^+$ , $D^0$ , $D^-$ e $\bar{D}^0$ , de acordo ao modo de decaimento.	89
5.15	Distribuições da massa invariante de $D_s$ nos modos de decaimento $\phi(1020)\pi^\pm$ e $K^*(892)^0K^\pm$ .	90
5.16	Distribuições da massa invariante das partículas $\Lambda_c^+$ e $\Lambda_c^-$ .	90
6.1	Regiões da distribuição bidimensional de massa invariante normalizada, consideradas no método de contagem.	93

6.2	Forma da função $f(M_n(c), M_n(\bar{c}) \vec{\theta})$ usada para maximizar a probabilidade conjunta $\mathcal{L}$ para as distribuições de massa invariante normalizada. . . . .	98
6.3	Distribuições da massa invariante normalizada dos pares de partículas charmosas considerando todas as combinações, para as duas amostras de Monte Carlo. . . . .	102
6.4	Distribuição com o background subtraído do número de traços associados ao vértice primário para os dados (círculos abertos), e para as duas amostras de MC (linhas). . . . .	105
6.5	Distribuições de $p_T^2$ com o background subtraído para os pares charmosos $D\bar{D}$ , $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . . . . .	106
6.6	Distribuições de $p_T^2$ com o background subtraído para os pares charmosos $D^+D^-$ , $D^0\bar{D}^0$ e $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . . . . .	107
6.7	Distribuições de $p_T^2$ com o background subtraído para os pares charmosos $(D_s^+D^- + D^+D_s^-)$ , $(D_s^+\bar{D}^0 + D^0D_s^-)$ , $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . . . . .	107
6.8	Distribuições de $\Delta\phi$ com o background subtraído para os pares charmosos $D\bar{D}$ , $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . . . . .	108
6.9	Distribuições de $\Delta\phi$ com o background subtraído para os pares charmosos $D^+D^-$ , $D^0\bar{D}^0$ e $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . . . . .	108
6.10	Distribuições de $\Delta\phi$ com o background subtraído para os pares charmosos $(D_s^+D^- + D^+D_s^-)$ , $(D_s^+\bar{D}^0 + D^0D_s^-)$ , $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . . . . .	109
6.11	Distribuições de $\Delta y$ com o background subtraído para os pares charmosos $D\bar{D}$ , $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . . . . .	110
6.12	Distribuições de $\Delta y$ com o background subtraído para os pares charmosos $D^+D^-$ , $D^0\bar{D}^0$ e $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . . . . .	111
6.13	Distribuições de $\Delta y$ com o background subtraído para os pares charmosos $(D_s^+D^- + D^+D_s^-)$ , $(D_s^+\bar{D}^0 + D^0D_s^-)$ , $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . . . . .	111
6.14	Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído para os pares charmosos $D\bar{D}$ , $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . . . . .	112
6.15	Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído para os pares charmosos $D^+D^-$ , $D^0\bar{D}^0$ e $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . . . . .	113

6.16	Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído para os pares charmosos $(D_s^+D^- + D^+D_s^-)$ , $(D_s^+\bar{D}^0 + D^0D_s^-)$ , $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$ e $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . . . . .	113
6.17	Distribuições bidimensionais $(p_{T_{part}}^2, p_{T_{apart}}^2)$ de $D\bar{D}$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	116
6.18	Distribuições bidimensionais $(p_{T_{part}}^2, p_{T_{apart}}^2)$ de $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	117
6.19	Distribuições bidimensionais $(p_{T_{part}}^2, p_{T_{apart}}^2)$ de $(D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D})$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	118
6.20	Distribuições bidimensionais $(y_{part}, y_{apart})$ de $D\bar{D}$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	119
6.21	Distribuições bidimensionais $(y_{part}, y_{apart})$ de $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	120
6.22	Distribuições bidimensionais $(y_{part}, y_{apart})$ de $(D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D})$ para as dados e as duas amostras de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL. . . . .	121
6.23	Esquemas da produção de pares $D\bar{D}$ . . . . .	123
6.24	Esquemas da produção de pares $D_s^+\bar{D}$ e $DD_s^-$ . . . . .	124
6.25	Esquemas da produção de pares $\Lambda_c^+\bar{D}$ e $D\Lambda_c^-$ . . . . .	125
6.26	Distribuições pull das amostras de pares $D^+\bar{D}^0$ e $D^0D^-$ . . . . .	128
6.27	Distribuições pull das amostras de pares $D^+D_s^-$ e $D_s^+D^-$ . . . . .	128
6.28	Distribuições pull das amostras de pares $D^0D_s^-$ e $D_s^+\bar{D}^0$ . . . . .	129
6.29	Distribuições pull das amostras de pares $D^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D^-$ . . . . .	129
6.30	Distribuições pull das amostras de pares $D^0\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ . . . . .	130
6.31	Resultados dos testes de erros sistemáticos realizados para as razões $Y(D^+\bar{D}^0)/Y(D^0D^-)$ e $Y(D^+D_s^-)/Y(D_s^+D^-)$ . . . . .	134
6.32	Resultados dos testes de erros sistemáticos realizados para as razões $Y(D^0D_s^-)/Y(D_s^+\bar{D}^0)$ e $Y(D^+\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+D^-)$ . . . . .	134
6.33	Resultados dos testes de erro sistemático realizados para a razão $Y(D^0\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+\bar{D}^0)$ . . . . .	135
A.1	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+\bar{D}^0$ e $D^0D^-$ . . . . .	149
A.2	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+D_s^-$ e $D_s^+D^-$ . . . . .	150
A.3	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^0D_s^-$ e $D_s^+\bar{D}^0$ . . . . .	150



A.4	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D^-$ . . . . .	151
A.5	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^0\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ . . . . .	151
A.6	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+D^-$ e $D^0\bar{D}^0$ . . . . .	152
A.7	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D_s^+D_s^-$ e $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ . . . . .	152
A.8	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D_s^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D_s^-$ . . . . .	153
A.9	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+\bar{D}^0$ e $D^0D^-$ . . . . .	153
A.10	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+D_s^-$ e $D_s^+D^-$ . . . . .	154
A.11	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^0D_s^-$ e $D_s^+\bar{D}^0$ . . . . .	154
A.12	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D^-$ . . . . .	155
A.13	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^0\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ . . . . .	155
A.14	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D^+D^-$ e $D^0\bar{D}^0$ . . . . .	156
A.15	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D_s^+D_s^-$ e $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ . . . . .	156
A.16	Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo $D_s^+\Lambda_c^-$ e $\Lambda_c^+D_s^-$ . . . . .	157
B.1	Explicação gráfica do método de aceitação/rejeição. . . . .	159

# Capítulo 1

## Introdução

A produção de quarks pesados continua sendo um desafio para o entendimento das interações fortes. Enquanto que a Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromodynamics*, QCD) fornece o embasamento teórico, e a QCD perturbativa pode ser aplicada a alguns aspectos da produção de quarks pesados, outros aspectos permanecem elusivos e não podem ser descritos sem incluir uma variedade de efeitos não-perturbativos. Isto é particularmente verdadeiro para o quark "*charme*", onde os cálculos de QCD perturbativa envolvem grandes incertezas e os efeitos não-perturbativos jogam um papel significativo na modelagem dos observáveis físicos.

Por outro lado, a falta de um entendimento profundo da interação forte faz com que o uso de modelos fenomenológicos aproximados capazes de reproduzir algumas das propriedades (tais como a produção de quarks pesados), sejam cruciais para o estudo da mesma. Isto leva naturalmente à necessidade de fazer comparações detalhadas entre os dados e as previsões destes modelos teóricos, a fim de poder avançar no entendimento de como atua esta força fundamental.

Nas últimas duas décadas, vários experimentos observaram pares de partículas charmosas (provenientes da hadronização dos quarks  $c$  e  $\bar{c}$ ), tanto em hadro como em fotoprodução, com o fim de fornecer informações adicionais sobre o processo de produção e sobre alguns testes da QCD. Estes experimentos podem ser classificados em duas classes, de acordo à forma da detecção e reconstrução dos pares charmosos. Na primeira classe de experimentos (todos de hadroprodução), cada uma das partículas charmosas era identificada individualmente pela reconstrução topológica nas fotografias das câmaras de bolhas (NA27 [1, 2]), ou da emulsão (WA75 [3, 4], E653 [7]). A eficiência para observar um segundo decaimento, dado o primeiro decaimento, era bastante alta (aproximadamente 60 – 80%). Esta alta eficiência era importante devido ao fato de que o número de eventos contendo pelo menos um de-

caimento com charme estava limitado pelo pequeno número de eventos na amostra. Na segunda classe de experimentos, uma ou ambas das partículas charmosas eram totalmente reconstruídas usando a informação mais completa obtida a partir dos espectrômetros (NA32 [5, 6], WA92 [8], E791 [9] em hadroprodução, NA14/2 [10], E687 [11] em fotoprodução). Nestes experimentos, o número de pares charmosos é tipicamente da ordem de 1% do número total de decaimentos charmosos inclusivos observados. Esta diferença não era só devido à aceitação geométrica dos detectores (comumente menor em pelo menos um fator de dois), mas principalmente, devido à reduzida taxa de decaimentos charmosos que podiam ser totalmente reconstruídos nos detectores da época.

Na maioria dos experimentos mencionados, o número de pares charmosos observados não era muito grande ( $< 500$  eventos), o que não permitia estudos muito detalhados de grandezas físicas associadas aos pares charmosos (como por exemplo, as correlações partícula-antipartícula de algumas das variáveis dos pares, ou as taxas de produção dos mesmos). Só os experimentos NA32 e E791 conseguiram uma estatística de eventos de pares charmosos um pouco melhor (584 e 791 eventos respectivamente), o que permitiu aumentar o grau de detalhamento nas análises<sup>1</sup>.

Esta falta de detalhamento nos estudos de correlações partícula-antipartícula dos experimentos anteriores, e o fato de poder aproveitar a grande quantidade de dados de eventos charmosos produzidos pelo experimento de alvo fixo de fotoprodução E831/FOCUS, foram as principais motivações para este trabalho.

O objetivo principal desta tese é o estudo detalhado das correlações entre as partículas e as antipartículas de uma amostra de aproximadamente **8.300** pares de partículas charmosas (pares combinando mésons D,  $D_s$ , e bárions  $\Lambda_c$ ), totalmente reconstruídos a partir dos dados coletados pelo experimento E831/FOCUS [82] de fotoprodução de charme no Fermilab<sup>3</sup>. Esta grande amostra de pares charmo-

---

<sup>1</sup>Particularmente, no caso do estudo de correlações, a maioria dos experimentos fizeram as análises usando amostras "globais" de pares  $D\bar{D}$  (isto é, combinando amostras de pares  $D^+D^-$ ,  $D^+D^0$ ,  $\bar{D}^0D^-$  e  $D^0\bar{D}^0$ ), devido principalmente à baixa estatística. Só o experimento NA32 realizou análises usando sub-amostras independentes de pares de mésons D, e incluindo as amostras de pares  $D_s^+\bar{D}$  e  $\Lambda_c^+\bar{D}$ .

<sup>2</sup>No Cap. 2 se faz uma revisão rápida dos diversos experimentos de hadro e fotoprodução que estudaram as correlações partícula-antipartícula em pares charmosos.

<sup>3</sup>O Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory), é um laboratório de física de altas energias localizado perto de Chicago, US, e é a sede do segundo maior acelerador de partículas do mundo: o Tevatron. Até pouco tempo atrás, o Tevatron era também o acelerador mais poderoso do planeta, mas agora cedeu seu lugar para o acelerador LHC (Large Hadron Collider) do CERN, que é outro laboratório de física de altas energias, localizado na fronteira entre a França e a Suíça.

os fotoproduzidos permitiu superar em parte a limitação "natural" imposta pelas pequenas frações de decaimento (*branching fractions*), e realizar estudos de correlações dividindo a amostra total em várias sub-amostras de pares de diferentes partículas com charme. Outro dos objetivos do trabalho é, calcular as razões de produção relativa par/antipar<sup>4</sup>, para várias das sub-amostras de pares de partículas com anticharme.

Todos os resultados experimentais são comparados com alguns modelos teóricos e fenomenológicos atuais através das predições feitas pelo programa de simulação de Monte Carlo PYTHIA, o qual gera eventos —particularmente eventos charmosos— baseado na QCD e em varios dos modelos teóricos e fenomenológicos atuais.

## 1.1 Modelo Padrão

O chamado *Modelo Padrão* [13,14], é a teoria que descreve atualmente as partículas subatômicas constituintes de toda a matéria e as forças que regem as interações entre elas. Este modelo surgiu nos anos 70's da união entre a Cromodinâmica Quântica (*Quantum Chromo-Dynamics, QCD*) das interações fortes, e a teoria eletro-frac do eletromagnetismo e das interações fracas.

De acordo com o Modelo Padrão, os blocos básicos constituintes da matéria são: seis *quarks*: up ( $u$ ), down ( $d$ ), estranho ( $s$ ), charme ( $c$ ), bottom ( $b$ ), top ( $t$ ), e seis *léptons*: elétron ( $e$ ), múon ( $\mu$ ), tau ( $\tau$ ), neutrino do elétron ( $\nu_e$ ), neutrino do múon ( $\nu_\mu$ ) e neutrino do tau ( $\nu_\tau$ ), os quais interagem por meio de partículas carregadoras de força (bósons intermediários): fóton ( $\gamma$ ),  $Z^0$  e  $W^\pm$ . Para cada partícula elementar existe sua correspondente antipartícula.

### 1.1.1 Partículas Elementares e suas interações

Os quarks e léptons podem-se classificar em três gerações, cada geração com um par de quarks (um com carga  $+2/3$  e outro com carga  $-1/3$ ), e um par de léptons (um carregado e um neutro). Todos os quarks são massivos e têm carga elétrica fracionária. De forma similar, os três léptons  $e$ ,  $\mu$ , e  $\tau$ , também são massivos mas tem carga elétrica unitária negativa. Já os três neutrinos correspondentes,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ , têm carga elétrica nula e massas muito pequenas. Tanto os léptons quanto os quarks tem spin  $1/2$  e portanto são férmions. Na Tabela 1.1 se mostra um resumo dos quarks e dos léptons de acordo a sua geração.

<sup>4</sup>Cháma-se de antipar ao conjugado de carga do par.

Tabela 1.1: Classificação das Partículas Elementares por geração

	Carga	1ª Geração	2ª Geração	3ª Geração
Quarks (Massa em MeV/c <sup>2</sup> )	+2/3	<i>u</i> (up) 1,5-5	<i>c</i> (charm) (1,25 ± 0,09) × 10 <sup>3</sup>	<i>t</i> (top) (174,2 ± 3,3) × 10 <sup>3</sup>
	-1/3	<i>d</i> (down) 3-7	<i>s</i> (strange) 95 ± 25	<i>b</i> (bottom) (4,2 ± 0,07) × 10 <sup>3</sup>
Léptons (Massa em MeV/c <sup>2</sup> )	-1	<i>e</i> (elétron) 0,511 ± 0,004 × 10 <sup>-5</sup>	<i>μ</i> (múon) 105,66 ± 0,09 × 10 <sup>-4</sup>	<i>τ</i> (tau) 1776,99 ± 0,28
	0	<i>ν<sub>e</sub></i> (neutrino do <i>e</i> ) < 0,002	<i>ν<sub>μ</sub></i> (neutrino do <i>μ</i> ) < 0,19	<i>ν<sub>τ</sub></i> (neutrino do <i>τ</i> ) < 18,2

Por outro lado, todas as interações entre partículas podem ser explicadas em termos de apenas quatro forças fundamentais: a força gravitacional, a força fraca, a força eletromagnética e a força forte (ou de cor). A força gravitacional age sobre partículas com massa (ou energia), e é a responsável pelos agrupamentos de matéria em uma escala cósmica e planetária. A força fraca age sobre partículas com carga fraca (todos os quarks e léptons), e é também a responsável pelo decaimento radiativo dos núcleos atômicos. A força eletromagnética age entre partículas com carga elétrica (todos os quarks e os três léptons carregados), e também torna possível o conglomerado de átomos e moléculas. Finalmente, a força forte age entre partículas com carga de cor (quarks e glúons), e é a responsável do confinamento dos quarks dentro dos hádrons (e do conglomerado de hádrons dentro do núcleo atômico).

No Modelo Padrão, cada força é "mediada" por partículas elementares chamadas de *bósons intermediários*. A força fraca é mediada pelos bósons massivos  $W^\pm$  e  $Z^0$ . A força eletromagnética é mediada pelo fóton ( $\gamma$ ), e a força forte entre os quarks é mediada pelos glúons ( $g$ ). A força gravitacional é mediada pelo gráviton (postulado, mais ainda não descoberto). O Modelo Padrão não inclui uma descrição da gravitação. As propriedades dos bósons intermediários são apresentados na Tabela 1.2.

## 1.2 O Modelo de Quarks

A existência de partículas fundamentais conhecidas como quarks foi proposta independentemente por Murray Gell-Man [15] e George Zweig em 1964. De acordo com o modelo inicial de quarks, os quarks vêm em três tipos ou "*sabores*", cada um deles com carga fracionária: o quark *u* leva uma carga de  $+\frac{2}{3}$  e uma estranheza zero, o quark *d* leva uma carga de  $-\frac{1}{3}$  e também tem estranheza zero, o quark *s* tem

Tabela 1.2: Propriedades dos bósons intermediários.

Bóson	Força	Massa (GeV/c <sup>2</sup> )	Carga Elétrica	Age sobre:
$\gamma$	Eletromagnética	0	0	$e, \mu, \tau$ e todos os quarks
$W^\pm$	Fraca	80,4	$\pm 1$	Todos os léptons e quarks
$Z^0$	Fraca	91,2	0	Todos os léptons e quarks
g	Forte	0	0	Quarks

uma carga  $-\frac{1}{3}$  e estranheza -1. Para cada quark ( $q$ ) existe também um antiquark ( $\bar{q}$ ) com carga e estranheza opostas.

O modelo de quarks estabelece que:

- Cada bárion é composto de três quarks (e cada antibárion de três antiquarks).
- Cada méson é composto de um quark e um antiquark.

Com estes dois postulados e um pouco de aritmética elementar foi possível "explicar" muitos dos hádrons e mésons conhecidos naquele tempo (anos 60's), como por exemplo, o próton ( $uud$ ), o neutron ( $udd$ ), o  $\Sigma^{*+}$  ( $uus$ ), o  $\pi^0$  ( $u\bar{u}$ ), ou o  $K^+$  ( $u\bar{s}$ ), entre outros.

O fato de nao poder produzir experimentalmente quarks isolados ocasionou no final dos anos sessenta e princípio dos anos setenta um grande ceticismo sobre o modelo dos quarks. Para "resolver" este problema foi introduzida a noção de *confinamento dos quarks*, a qual postula que os quarks ficam absolutamente confinados dentro dos hádrons<sup>5</sup>. O modelo de quarks tinha também uma forte objeção teó-

---

5

A QCD explica a liberdade assintótica (os pártons, quarks e glúons parecem ficar livres dentro dos hádrons), usando a constante de acoplamento forte,  $\alpha_s$ . Na primeira ordem perturbativa, a "constante"  $\alpha_s$  que determina a força de interação entre os quarks é dada por [16]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

onde sua transformada de Fourier é:

$$\alpha_s(r) = \frac{6\pi}{(33 - 2f) \ln(1/(r \Lambda_{QCD}))} \quad (1.2)$$

Aqui  $f$  é o número de sabores dos quarks,  $Q^2$  é o momento transferido na interação e  $\Lambda_{QCD}$  é um parâmetro de escala que varia entre os valores 0.1 e 0.5 GeV. Na Eq. 1.1 pode-se apreciar que quando  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$ ,  $\alpha_s(Q^2) \rightarrow 0$ , isto significa que os quarks e glúons aparecem como

rica: esta parecia violar o princípio de exclusão de Pauli. Na formulação original de Pauli, o princípio de exclusão estabelece que dois elétrons não podem ocupar o mesmo estado quântico. Posteriormente se provou que a mesma regra se aplica a todas as partículas com spin semi-inteiro, ou seja, todos os férmions. Em particular, o princípio de exclusão deveria se aplicar aos quarks, os quais, carregam spin  $\frac{1}{2}$ . Neste contexto, o bárion  $\Delta^{++}$ , que supunha-se estava composto de três quarks idênticos  $u$ , cada um com spin  $\frac{1}{2}$ , parecia ser inconsistente com o princípio de exclusão de Pauli. Em 1964, O.W. Greenberg propôs uma saída para este problema [17]. Ele fez a sugestão que os quarks não vêm só em três sabores ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ), senão que também vêm em três "cores"<sup>6</sup> (por exemplo *vermelho* (red, R), *azul* (blue, B) e *verde* (green, G)). Então, para formar um bárion simplesmente tem que se combinar um quark de cada cor (por exemplo  $u_R u_B u_G$ ), desta forma os três quarks  $u$  no  $\Delta^{++}$  são diferenciáveis por seus números quânticos de cor. Como o princípio de exclusão de Pauli só é aplicável a partículas idênticas então o problema é resolvido. Seguindo a mesma analogia para o próton ( $uud$ ), pareceria que se tem mais de um estado possível para forma-lo:  $u_R u_B d_G$ ,  $u_R u_B d_B$ ,  $u_G u_R d_R$ , etc. Mas como só existe um estado para o próton, tem que se introduzir o número quântico de cor sem proliferação no número de estados para que não leve a conflitos com as observações experimentais. A forma na qual se faz isto é exigir que todos os estados das partículas observadas na natureza não tenham cor ou sejam "brancos"<sup>7</sup> (ou invariantes por rotações no espaço R,B,G). O único conjunto possível para obter combinações sem cor ao misturar cores (quarks) e anti-cores complementares (antiquarks) é:

- Misturas iguais de *vermelho*, *azul* e *verde* (RGB).
- Misturas iguais de *antivermelho*, *antiazul* e *antiverde* ( $\overline{\text{RGB}}$ ).
- Misturas iguais de cores e anti-cores complementares ( $\text{R}\bar{\text{R}}, \text{G}\bar{\text{G}}, \text{B}\bar{\text{B}}$ ).

---

partículas quase-livres a muito altas energias. Neste caso, a expansão perturbativa em potências de  $\alpha_s$  é confiável. Entretanto, nas escalas de energias  $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}$ , a QCD perturbativa não é mais aplicável e devem ser usados outros métodos tais como *Lattice gauge theory*. Da Eq. 1.2 observa-se que quando  $r \rightarrow 1/\Lambda_{QCD}$ ,  $\alpha_s(Q^2) \rightarrow \infty$ , o que dá o mecanismo de confinamento da QCD.

<sup>6</sup>O termo cor neste caso não tem relação com o significado de cor no mundo real. *Vermelho*, *azul* e *verde* são só etiquetas para denotar três novas propriedades que os quarks possuem, tais como a carga e a estranheza.

<sup>7</sup>Neste caso, a terminologia de cor faz pensar no fato ótico de que os feixes de luz de três cores primárias combinados proporcionam a cor branca.

Estas possibilidades correspondem respectivamente aos estados de partículas observados na natureza: bárions ( $qqq$ ), antibárions ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) e mésons ( $q\bar{q}$ ). Estes conjuntos de quarks são chamados de hádrons. Alguns exemplos são:  $p = "RGB"$ ,  $\bar{p} = "\overline{RGB}"$  e  $\pi = "R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}"$ . Assim, os hádrons são construídos de forma que não tenham cor (singleto de cor) e a estatística de Fermi seja conservada. A cor é interpretada (por analogia com a interação eletromagnética), como a "carga" da interação forte [18].

### 1.3 O Quark Charme: A Revolução de Novembro

O que salvou o modelo de quarks não foi a explicação do confinamento de quarks, ou o descobrimento de quarks livres, ou a confirmação da hipótese da cor, senão algo completamente diferente e quase inesperado: o descobrimento do méson  $J/\psi$ . O méson  $J/\psi$  (ressonância  $J/\psi$  de massa 3,1 GeV) foi inicialmente observado no Brookhaven National Laboratory (BNL) pelo grupo dirigido por C.C. Ting, em colisões de prótons de 28 GeV contra um alvo fixo de berílio, no verão de 1974. Mas Ting queria verificar seus resultados antes de publica-los, e o descobrimento ficou guardado em segredo até novembro desse ano, quando a nova partícula foi descoberta independentemente pelo grupo de Burton Richter no SLAC (Stanford Linear Accelerator Collider) em colisões  $e^+e^-$ . Então os dois grupos publicaram simultaneamente seus resultados [19, 20], Ting chamou a esta nova partícula  $J$  e Richter a chamou  $\psi$ . O méson  $J/\psi$  era eletricamente neutro e extremamente pesado (mais de três vezes a massa do próton). Mas o que fez de esta nova partícula algo incomum foi seu tempo de vida longo. O  $J/\psi$  demora  $10^{-20}$  segundos antes de se desintegrar, tempo de vida que é quase 1.000 vezes maior que qualquer partícula comparável nesta faixa de massa, onde os tempos de vida típicos são da ordem de  $10^{-23}$  segundos. Assim, a nova partícula originou uma nova era na física das partículas elementares, e é por esta razão que os eventos que aconteceram pelo descobrimento do  $J/\psi$  se conhecem como a *Revolução de Novembro* [21–23].

Nos meses seguintes, a natureza do méson  $J/\psi$  foi tema de grande discussão, mas a explicação que venceu foi dada pelo modelo de quarks. A massa e a largura de  $J/\psi$  mostraram que se tratava de um estado ligado de um novo quarto quark (o quark *charme*,  $c$ ) chamado de *charmonium*:  $J/\psi = c\bar{c}$ .

A idéia de um quarto sabor, e até mesmo o nome, já tinha sido introduzida muitos anos antes por Bjorken e Glashow [24]. De fato, até mediados dos anos setenta, só os quarks  $u$ ,  $d$  e  $s$  tinham sido descobertos, e havia-se predito a existência



de um quarto quark para completar a simetria entre os quarks e léptons da segunda geração. Posteriormente, Glashow, Iliopoulos e Maiani [25] ofereceram razões mais técnicas para justificar a necessidade de um quarto quark, mas a simples idéia de um paralelo entre os quarks e os léptons foi uma especulação que no final teve um sucesso maior do que seus autores poderiam ter imaginado.

Um detalhe a ser notado é que se atribui-se charme +1 ao quark  $c$  o antiquark  $\bar{c}$  deverá ter charme -1, então o charme total do  $J/\psi$  será nulo e pode-se dizer que o charme de  $J/\psi$  está "oculto". Para confirmar a hipótese do charme era importante produzir uma partícula com charme "nu"<sup>8</sup> [26]. A primeira evidência de bárions charmosos ( $\Lambda_c^+ = udc$  e possivelmente  $\Sigma_c^{++} = uuc$ ) apareceram em 1975 [27], os primeiros mésons charmosos ( $D^0 = c\bar{u}$  e  $D^+ = c\bar{d}$ ) foram descobertos em 1976 [28, 29], e o méson estranho charmoso  $D_s = c\bar{s}$  em 1977 [30]. Com estes descobrimentos a interpretação do  $J/\psi$  sendo formado por  $c\bar{c}$  foi estabelecida além de qualquer dúvida. Em 1975 um novo lépton foi descoberto (*tau*,  $\tau$ ) [31] "estragando" a simetria quark-lépton de Glashow. Esta nova partícula provavelmente tinha seu próprio neutrino, assim, agora havia 6 léptons e só 4 quarks. Mas, dois anos depois um novo méson massivo (*upsilon*) foi descoberto [32] e rapidamente foi identificado como o portador de um novo quinto quark,  $b$ , (por *beauty* ou *bottom*):  $\Upsilon = b\bar{b}$ . Imediatamente começou a procura de mésons e hádrons que apresentassem beleza "nua". O primeiro bárion com beleza,  $\Lambda_b = udb$ , pode ter sido observado em 1981 [33]<sup>9</sup>; os primeiros mésons com beleza ( $B^0 = b\bar{d}$  e  $B^- = b\bar{u}$ ) foram encontrados em 1983 [35]. Nestas circunstâncias era inevitável predizer a existência de um sexto quark,  $t$ , (por *true* ou *top*). Não entanto, devido a sua grande massa e curto tempo de vida, teve que passar quase 20 anos para que o quark  $t$  fosse descoberto e a simetria de Glashow restaurada (com seis léptons e seis quarks). As primeiras evidências sobre o quark  $t$  surgiram em 1994 [36, 37], nos experimentos D0 e CDF, no acelerador de partículas do Fermilab em Chicago (USA), e no 24 de fevereiro de 1995, ambas experiências submeteram simultaneamente artigos anunciando o descobrimento do quark *top* [38, 39].

## 1.4 Produção de Quarks Pesados

A produção de quarks pesados a energias de experiências de alvo fixo dão informação sobre diversos tópicos físicos. Estes tópicos relacionam-se com o entendimento

<sup>8</sup>Uma partícula contendo um quark charme junto com outros quarks.

<sup>9</sup>Se bem que existe uma grande discussão sobre o tema. [34].

da teoria básica da QCD, tanto perturbativa quanto não perturbativa, assim como a natureza dos hádrons. A longa vida dos quarks pesados charme e bottom permite pesquisar muitas propriedades dos hádrons produzidos. Devido a que o processo de produção de quarks pesados por fótons e hádrons é altamente dominada pelo conteúdo gluônico (via fusão fóton-glúon em fotoprodução e fusão glúon-glúon em hadroprodução), o estudo da produção dos quarks pesados permite pesquisar sobre o conteúdo gluônico nos hádrons incidentes, tanto em feixes de mésons como de bárions, assim como o conteúdo gluônico nos núcleons dos alvos.

Já que os quarks charme e bottom têm massas superiores à escala de  $\Lambda_{QCD}$ , sua produção poder ser calculado perturbativamente, isto quer dizer, não se espera que sejam produzidos com uma taxa considerável em processos não perturbativos [40], e estes não aparecem como sabores de valência dos feixes das partículas comumente usados nas colisões (ex. próton, nêutron,  $\pi$ , K). Portanto eles são, a priori, excelentes testes dos processos dinâmicos em interações fortes, seja que isto envolva processos da QCD padrão ou de vários outros tipos de nova física [41].

Se assume que o processo de produção pode ser dividido em duas etapas: a interação das partículas do feixe incidente com o alvo para produzir quarks pesados (região perturbativa da QCD), e o processo de hadronização destes quarks (região não perturbativa da QCD). Como a hadronização acontece a uma escala de menor energia comparada com a produção de charme, os dois processos acontecem em tempos diferentes e não deveriam afetar-se mutuamente, sendo possível fazer o cálculo de cada parte por separado. Este é o princípio de *fatorização*. O termo fatorização pode-se entender também como a separação dos efeitos de curta distância e longa distância em teoria de campos. A idéia da fatorização é mostrar que a separação pode ser feita ordem por ordem na teoria de perturbações. Na prática, isto significa analisar os diagramas de Feynman que contribuem num processo dado e mostrar que podem ser escritos como produtos de funções com as propriedades desejadas<sup>10</sup>.

No caso da experiência FOCUS/E831, utilizou-se um feixe de fótons incidindo sobre um alvo de óxido de berílio para produzir um par de quarks pesados ( $c\bar{c}$ ), e pelo processo de hadronização obteve-se as partículas que continham o quark

<sup>10</sup>Os teoremas de fatorização [42–46] mostram que a QCD incorpora os sucessos fenomenológicos do modelo de pártons a altas energias e provê uma forma sistemática de redefinir predições do modelo de pártons. A importância prática do teorema e a conseqüente justificativa das melhoras nos resultados do modelo de pártons na QCD pode ser verificado nos resultados de colisões  $\bar{p}p$ , produção de W, Z, e na detecção de quarks pesados [47–49]. A análise padrão de todos estes processos depende do teorema de fatorização.

charme (tais como  $D$ ,  $D_s$ ,  $\Lambda_c$ , etc.). A representação gráfica do processo de produção é mostrada na Fig. 1.1.

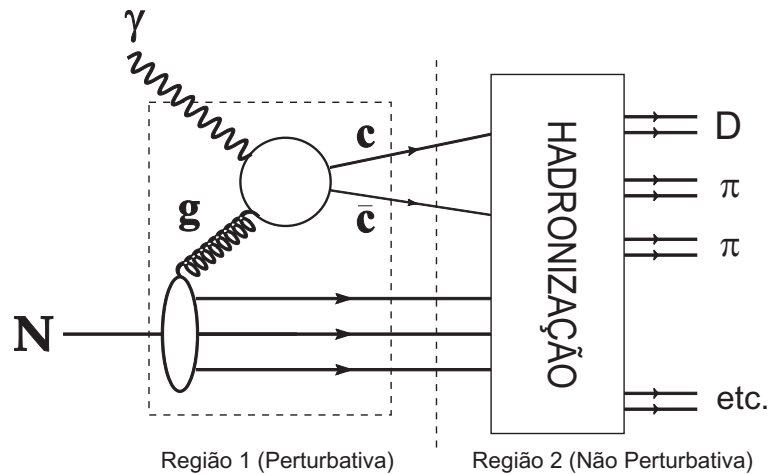


Figura 1.1: Processo de fotoprodução e hadroprodução de quarks charmosos.

Na região 1 da Fig. 1.1, onde as energias são da ordem de  $Q^2 \geq m_c^2 \approx (1,5 \text{ GeV})^2$ , é a região perturbativa da QCD, onde a constante de acoplamento forte  $\alpha_s$  é pequena quando  $Q \gg \Lambda_{QCD}$ , como se viu na Seção 1.2. Neste domínio, o fóton incidente do feixe interage com o glúon aportado pelo núcleo do alvo para produzir um par  $c\bar{c}$ .

Na região 2 da Fig. 1.1 (região não perturbativa), os quarks charmosos produzidos na região 1 interagem com os quarks criados no vácuo, ou com os quarks de valência dos núcleons, para formar os hádrons observados no final. Lamentavelmente, as escalas de energia nesta região são muito pequenas (da ordem  $Q^2 \approx \Lambda_c^2 \approx (0,3 \text{ GeV})^2$ ) onde  $\alpha_s(Q^2)$  é apreciável e já não é mais possível realizar cálculos perturbativos. Motivo pelo qual o processo de hadronização é um dos menos compreendidos na QCD.

Nestas baixas energias, se faz uso de modelos fenomenológicos implementados em computadores para simular a formação de hádrons. Existem vários modelos para isto, sendo um dos principais o modelo de fragmentação de cordas de Lund (*Lund string fragmentation*) [40] (também usado na E831). Este modelo será descrito nas Subsec. 1.4.2.

### 1.4.1 Fotoprodução de Charme

Num começo, a produção de partículas charmosas foi focalizada nos processos iniciados por hádrons onde os processos dominantes são  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  e  $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$  (fusão do

glúon), onde  $q(\bar{q})$  denota o quark (antiquark) e  $g(\bar{g})$  denota o glúon (antiglúon). No entanto, o processo para produzir quarks charmosos de uma forma "mais limpa" (sem muito background) é o processo de fusão fóton-glúon (*Photon-Gluon Fusion, PGF*):  $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$  [50, 51]. O experimento FOCUS usou este mecanismo para a produção de partículas com charme, incidindo fótons de alta energia ( $\langle E \rangle \approx 175$  GeV) sobre um alvo segmentado de óxido de berílio. A escolha da fotoprodução de charme em vez da produção feita por feixes de prótons ou píons tem várias vantagens. A primeira vantagem é que a taxa relativa de interações que produzem partículas com charme em relação à taxa total de produção dos estados finais hádronicos multipartículas é aproximadamente de 1% na fotoprodução, enquanto que para a produção com feixes de hádrons é de quase 0.1% [52]. A segunda vantagem é que o fóton age predominantemente como um párton de  $x = 1$ , produzindo partículas charmosas de grande momento, o que significa grandes deslocamentos (boosts de Lorentz), permitindo a observação dos tempos de vida destas partículas charmosas, assim como a discriminação entre os sinais charmosos e o background, ao fazer um "corte" na significância da separação entre o vértice da colisão e os vértices de decaimento charmosos. Mas a fotoprodução também tem algumas desvantagens. Um processo que pode acontecer devido à interação de um fóton com um núcleo do alvo é o processo eletrofraco conhecido como "produção de pares", no qual o fóton do feixe interage com um fóton virtual do campo do núcleo do alvo para produzir pares  $e^+e^-$ , ( $\gamma N \rightarrow e^+e^-N$ ). Dado que a produção de pares tem uma seção transversal de choque maior do que a produção de charme, este foi o processo que mais contribuiu ao ruído (*background*) no experimento FOCUS. Típicamente para cada hádron com charme foram produzidos cerca de 100 hádrons leves e 50.000 pares  $e^+e^-$ . Entretanto, como estes pares são produzidos principalmente na direção do feixe incidente, podem ser eliminados de forma relativamente simples.

Como mencionado anteriormente, nos experimentos de fotoprodução onde fótons de alta energia colidem contra um alvo fixo, o principal mecanismo para a produção de quarks pesados é conhecida como fusão fóton-glúon, e que está embasado dentro da QCD perturbativa padrão. De acordo com o modelo, quando um fóton se aproxima muito de um núcleo do alvo, este pode interagir com um glúon do núcleo produzindo-se a fusão fóton-glúon, gerando assim um par  $c\bar{c}$ . Na Fig. 1.2 são mostrados os dois diagramas de Feynmann da ordem dominante ( $\mathcal{O}(\alpha_{em}\alpha_S)$ ) para este processo. As predições teóricas de  $\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}X)$  e a distribuição da fração de momento  $x$  dos quarks  $c$  e  $\bar{c}$  dependem das constantes de acoplamento da QCD e

das equações de evolução, as quais pela sua vez depende de  $m_c$  (a massa do quark charme), e das funções de estrutura do núcleon. A fração de momento mínimo  $x_g$  de um glúon dentro de um núcleon para produzir um par  $c\bar{c}$  é:  $x_g > M_{c\bar{c}}^2/2M_N e_\gamma$ , onde  $e_\gamma$  é a energia do fóton no centro de massa do núcleon;  $M_{c\bar{c}}$  e  $M_N$  são as massas do par  $c\bar{c}$  e do núcleon respectivamente.

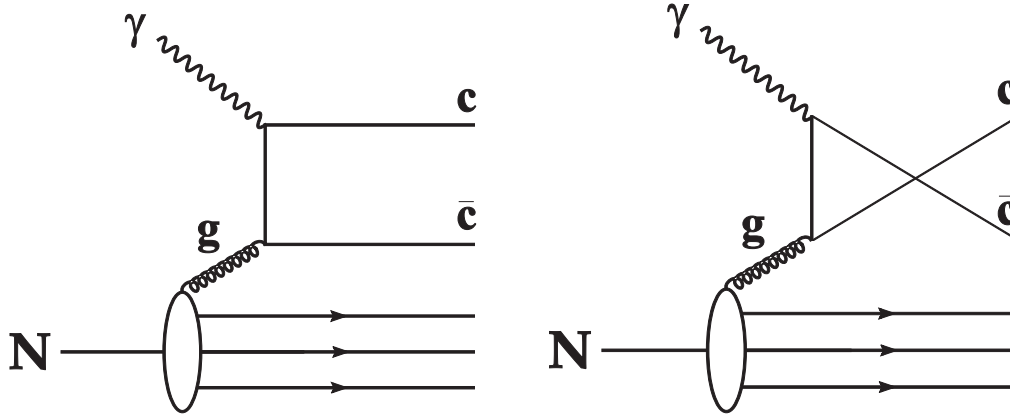


Figura 1.2: Contribuição de primeira ordem (*leading order*) do modelo PGF. Um fóton do feixe interage com um glúon do núcleon para produzir um par  $c\bar{c}$ .

A seção de choque total para a produção de um par  $c\bar{c}$  vem dada por:

$$\sigma_{c\bar{c}}(S) = \sum_j \int dx \hat{\sigma}_{\gamma j}(xS, m_Q^2, \mu^2) F_j^H(x, \mu) \quad (1.3)$$

onde  $S$  é a energia no centro de massa do sistema da colisão fóton-hádron,  $F_j^H(x, \mu)$  é a distribuição dos glúons (também chamada função de estrutura) dentro do núcleon, e  $\hat{\sigma}_{\gamma j}$  é a seção de choque partônica para a produção inclusiva de um quark pesado devido à fusão de um fóton com o glúon  $j$ . Esta seção de choque  $\hat{\sigma}_{\gamma j}$  pode ser escrita como:

$$\hat{\sigma}_{\gamma j}(s, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_{em}\alpha_S(\mu^2)}{m_Q^2} f_{\gamma j}(\rho, \frac{\mu^2}{m_Q^2}) \quad (1.4)$$

onde  $\alpha_S$  é a constante de acoplamento forte e  $\alpha_{em}$  é a constante de estrutura fina eletromagnética;  $f_{\gamma j}$  é uma função de escala adimensional<sup>11</sup> que determina a dependência da seção de choque da produção do quark charme com a energia, a qual depende de  $\rho = 4m_Q^2/s$ , onde  $s$  o quadrado da energia no centro de massa dos pártons,  $m_Q^2$  é massa do quark pesado produzido (neste caso  $c$ ), e  $\mu$  é a escala de renormalização e factorização<sup>12</sup>.

<sup>11</sup>Uma descrição detalhada das funções  $f_{\gamma j}$  pode ser vista na Ref. [53].

<sup>12</sup>A escala  $\mu$  é escolhida *a priori* para ser da ordem da massa do quark pesado produzido.

Segundo o modelo PGF, na primeira ordem perturbativa (*leading order*), os quarks charme e anticharme são produzidos em direções opostas no centro de massa dos pártons, ou seja, os momentos dos quarks  $c$  e do  $\bar{c}$  estão completamente correlacionados. Para cada evento  $c\bar{c}$ , o centro de massa dos pártons (o qual não pode ser determinado experimentalmente) está deslocado em relação ao (conhecido) centro de massa do sistema fóton-núcleon, localizado na direção do feixe incidente. A quantidade de deslocamento vai depender da fração de momento  $x$  carregada pelo glúon dentro núcleo, e a qual é obtida a partir da função de distribuição dos glúons  $F_j^H$ . Daqui que a correlação entre os momentos longitudinais dos quarks  $c$  e  $\bar{c}$ , já na primeira ordem, é afetada. Por outro lado, a correlação entre os momentos transversais à direção do feixe incidente de  $c$  e  $\bar{c}$  é perfeita nesta ordem perturbativa:  $\vec{p}_{T,c} = -\vec{p}_{T,\bar{c}}$ .

Comumente, nas análises de pares charme-anticharme se usam duas variáveis para investigar as correlações entre os graus de liberdade transversais:

- A diferença do ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) entre os momentos de  $c$  e  $\bar{c}$  no plano transversal à direção do feixe:

$$\Delta\phi \equiv (\text{mínimo de } |\phi_{(c)} - \phi_{(\bar{c})}| \text{ e } 2\pi - |\phi_{(c)} - \phi_{(\bar{c})}|).$$

- O quadrado do momento transversal ( $p_T^2$ ) de  $c\bar{c}$ :

$$p_T^2 = (p_{x(c)} + p_{x(\bar{c})})^2 + (p_{y(c)} + p_{y(\bar{c})})^2$$

onde  $p_{x(c)}$ ,  $p_{x(\bar{c})}$  e  $p_{y(c)}$ ,  $p_{y(\bar{c})}$  são as componentes transversais do momento da partícula e da antipartícula do par charmoso respectivamente.

O modelo prediz:  $\Delta\phi = \pi$  e  $p_{T,c\bar{c}}^2 = 0 \text{ GeV}^2$ , para estas duas variáveis na ordem dominante.

Para investigar as correlações nos graus de liberdade longitudinais nas análises de produção de pares charme-anticharme, é usada comumente a diferença da rapidez  $\Delta y$ :

$$\Delta y \equiv y_{(c)} - y_{(\bar{c})}$$

onde  $y$  está definido como  $y \equiv \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ , sendo  $E$  a energia, e  $p_z$  a componente longitudinal do momento das partículas. Devido ao deslocamento aleatório ao longo da direção do feixe, os momentos do quark charme e anticharme não estão significativamente correlacionados na primeira ordem de perturbação da QCD.

No esquema da fatorização, a etapa final envolve converter os quarks pesados produzidos em hádrons com quarks pesados, que são aqueles susceptíveis de serem observados nos experimentos. Este processo é conhecido usualmente como fragmentação ou hadronização.

### 1.4.2 Hadronização: O Modelo de Fragmentação de Cordas

A teoria da QCD perturbativa, formulada em termos de quarks e glúons, é válida somente a pequenas distâncias. A grandes distâncias, os quarks e os glúons interagem fortemente e a teoria de perturbações já não é mais válida. Neste regime de confinamento, os pártons coloridos são transformados em hádrons sem cor, processo chamado hadronização ou fragmentação. O processo de fragmentação ainda tem que ser bem compreendido, começando com a Lagrangiana da QCD. Isto tem deixado o caminho aberto para o desenvolvimento de diferentes modelos fenomenológicos. Os principais modelos que descrevem a hadronização são três: fragmentação de cordas (*String fragmentation, SF*), fragmentação independente (*Independent fragmentation, IF*) e fragmentação de aglomerados (*Cluster fragmentation, SF*), mas existem também outras variantes assim como modelos híbridos.

Como se indicou anteriormente, o modelo mais usado para simular a formação de hádrons é o modelo de Lund de fragmentação de cordas [40]. Nas Figs. 1.3 e 1.4 se mostra o modelo de Lund de fragmentação de cordas aplicado ao processo de fotoprodução.

Neste modelo o glúon emitido deixa o núcleon do alvo num estado octeto de cor que pode ser dividido num polo antitripleto de cor, que será chamado de "diquark", e um polo tripleto de cor, que é chamado de "quark solteiro". Em outras palavras, o núcleon sem cor do alvo emite um glúon colorido [16], que deve ser "cancelado" pelos remanescentes do núcleon. Isto se consegue atribuindo aos remanescentes do núcleon um quark  $q$  ("quark solteiro") e um diquark  $Q$ . O campo de cor entre o diquark do alvo e o quark charme, assim como o campo entre o quark "solteiro" do alvo e o quark anticharme são tratados como cordas que tem energia uniforme por unidade de comprimento correspondente a um potencial de confinamento linear. As duas cordas arrebentam formando pares  $q\bar{q}$  (ou pares diquark-antidiquark) resultando numa configuração de estado final de hádrons sem cor<sup>13</sup>.

<sup>13</sup>Mais detalhes sobre do modelo podem ser encontrados nas Refs. [54–56].

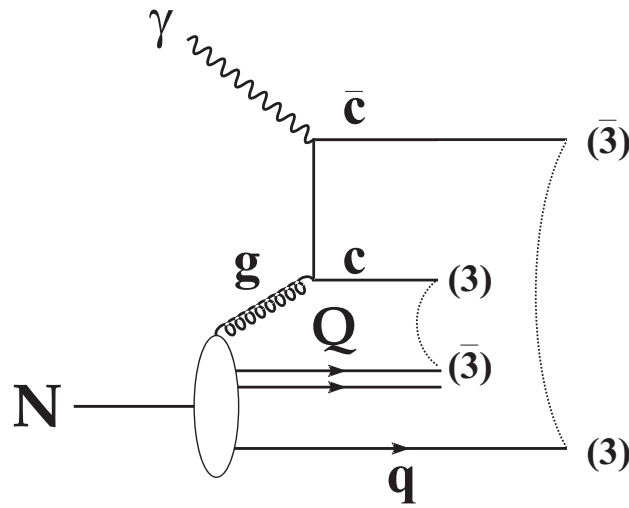


Figura 1.3: Representação esquemática dos polos de cor e cordas para o caso de quarks charme fotoproduzidos em experiências de alvo fixo no contexto do modelo de Lund de fragmentação de cordas. "Q" faz referência ao "diquark" do núcleo do alvo, enquanto "q" representa o "quark solteiro".

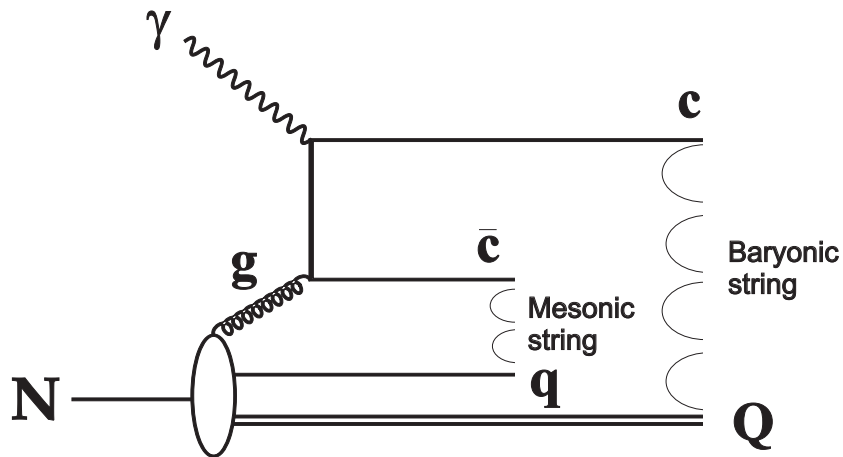


Figura 1.4: Representação esquemática da geração de pares de partículas charmosas e de outros hádrons no contexto do modelo de Lund como resultado da quebra de cordas. Na figura, os quarks  $\bar{c}$  e  $q$  formam a corda "mesônica", enquanto que o quark  $c$  e o diquark  $Q$  formam a corda "bariônica".



## 1.5 Programa de Simulação PYTHIA

O programa de simulação Monte Carlo PYTHIA é um programa usado para gerar "eventos" de física de altas energias, isto é, gerar conjuntos de partículas produzidas no estado final pela interação de duas partículas no estado inicial. O objetivo é prover uma representação o mais aproximada possível das propriedades dos eventos numa ampla gama de reações, principalmente aquelas onde as interações fortes (seja direta ou indiretamente) produzem estados finais multihadrônicos. Dado que a física envolvida nestes processos não é completamente bem compreendida, o programa faz uso de uma combinação de resultados analíticos e modelos baseados na QCD. Mais detalhes sobre o programa podem ser vistos na Ref. [57].

Para gerar eventos  $c\bar{c}$  fotoproduzidos, o PYTHIA inclui o elemento de matriz de scattering forte PGF, e também permite que os pártons dentro dos núcleons alvo tenham um momento transversal intrínseco,  $k_{\perp}$ , para levar em conta o movimento dos quarks (como requerido pelo princípio de incerteza). De forma padrão, o PYTHIA usa uma distribuição gaussiana ( $dN/dk_{\perp}^2 = \exp(-k_{\perp}^2/\langle k_{\perp}^2 \rangle)/\langle k_{\perp}^2 \rangle$ ) para selecionar os valores do momento transversal intrínseco  $k_{\perp}$ .

### 1.5.1 O Modelo de Cordas de Lund no PYTHIA

Para exemplificar a implementação do modelo de Lund no PYTHIA vai se usar a corda  $(\bar{c}, q_N)$ , onde  $q_N$  é o "quark solteiro" na corda mesónica (Fig. 1.4). No centro de massa do sistema  $(\bar{c}, q_N)$ , os quark  $\bar{c}$  e  $q_N$  se movimentam nas direções  $-z_s$  e  $+z_s$  respectivamente. Enquanto os extremos da corda se afastam, os pártons perdem energia, que por sua vez é transferida para o campo de cor. Quando esta energia é grande o suficiente, o campo de cor pode-se quebrar espontaneamente produzindo pares  $q\bar{q}$  a partir do vácuo<sup>14</sup>. Estes pares criados não têm momento transversal com relação ao eixo  $z_s$  ( $\vec{p}_{\perp s, q} = -\vec{p}_{\perp s, \bar{q}}$ ), onde  $p_{x_s}$  e  $p_{y_s}$  são escolhidos independentemente a partir de uma distribuição Gaussiana. No programa, isto é regulado por um único parâmetro, o qual dá a raiz quadrada da média do  $\vec{p}_{\perp}$  de um quark. Partindo (arbitrariamente) desde o extremo  $\bar{c}$  da corda, um méson charmoso  $\bar{c}q$  é formado deixando para trás uma corda  $(\bar{q}, q_N)$ , a qual é quebrada iterativamente em peças menores. O momento transversal do méson  $\bar{c}q$  em relação à direção do eixo  $z$  é determinado pelo momento transversal do quark  $q$ , já que o quark  $\bar{c}$  tem momento transversal zero no sistema  $(\bar{c}, q_N)$ . Para determinar a

---

<sup>14</sup>A produção de pares  $s\bar{s}$  é suprimida por um factor de três em relação aos pares  $u\bar{u}$  e  $d\bar{d}$ , e quarks pesados não são permitidos.

energia  $E$  e o momento  $p_{z_s}$  do méson charmoso, só uma destas variáveis pode ser selecionada independentemente, uma vez que o momento do méson está restringido por sua massa e seu momento transverso:

$$(E + p_{z_s})(E - p_{z_s}) = m_{\perp}^2 = m^2 + p_{x_s}^2 + p_{y_s}^2 \quad (1.5)$$

Para determinar a energia e o momento longitudinal do méson, o modelo de cordas de Lund leva em conta várias considerações físicas (entre elas a invariância de deslocamento longitudinal), o que força ao modelo a selecionar a fração  $z$  de  $(E_{\bar{c}} + p_{z_s, \bar{c}})$  que contribui à  $(E + p_{z_s})$  do méson, onde  $(E_{\bar{c}} + p_{z_s, \bar{c}})$  é a energia original e o momento longitudinal do quark  $\bar{c}$ . Isto é:

$$(E + p_{z_s})_{\bar{c}q} = z(E_{\bar{c}} + p_{z_s, \bar{c}}) \quad (1.6)$$

Enquanto os hádrons vão se formando, a  $(E + p_z)$  e a  $(E - p_z)$  que ficam para os subseqüentes passos é reduzida de acordo com:

$$\begin{aligned} (E + p_z)_{\text{novo}} &= (1 - z)(E + p_z)_{\text{ant.}} \\ (E - p_z)_{\text{novo}} &= (1 - z)(E - p_z)_{\text{ant.}} - \frac{m_{\perp}^2}{z(E + p_z)_{\text{ant.}}} \end{aligned} \quad (1.7)$$

A função de fragmentação  $f(z)$  que dá a probabilidade de que um dado  $z$  seja selecionado, pode em princípio ser escolhida entre várias funções de fragmentação. Dado que o modelo de cordas de Lund requer que o processo de fragmentação seja o mesmo se o processo iterativo é realizado desde o extremo  $\bar{c}$  ou do extremo  $q_N$  da corda, a função simétrica de fragmentação de Lund deve ser da forma:

$$f^{\text{Lund}}(z) \propto \frac{1}{z} z^{a_{\alpha}} \left( \frac{1 - z}{z} \right)^{a_{\beta}} \exp\left( \frac{-bm_{\perp}^2}{z} \right) \quad (1.8)$$

A Eq. 1.8 tem um parâmetro  $a$  para cada sabor, onde os índices  $\alpha$  e  $\beta$  correspondem ao sabor "antigo" e "novo" no processo iterativo respectivamente<sup>15</sup>. No programa, só dois valores diferentes de  $a$  podem ser dados, um para a produção do par de quarks, e outro para a produção de par de diquarks. Por outro lado,  $b$  é simplesmente um parâmetro universal.

Para quarks pesados, Bowler [58] mostrou que a função  $f^{\text{Lund}}(z)$  deveria ser modificada para:

$$f^{\text{Bow}}(z) \propto \frac{(1 - z)^a}{z^{1+bm_Q^2}} \exp\left( \frac{-bm_{\perp}^2}{z} \right) \quad (1.9)$$

onde  $m_Q^2$  é a massa do quark pesado. O gerador PYTHIA usa esta função de fragmentação como padrão para a hadronização de quarks pesados.

<sup>15</sup>Costuma-se fazer  $a_{\alpha} = a_{\beta}$ .

# Capítulo 2

## Revisão dos experimentos de Hadro e Fotoprodução

Nas duas décadas passadas, vários experimentos dedicados à física do charme estudaram as correlações entre os pares de mésons D's produzidos por hadro e fotoprodução, obtendo informação sobre os mecanismos de produção e hadronização do par  $c\bar{c}$ . Estes estudos foram reportados pelos experimentos **NA27** [1, 2], **WA75** [3, 4], **NA32** [5, 6], **E653** [7], **WA92** [8] e **E791** [9] de hadroprodução, e pelos experimentos **E687** [10], **NA14/2** [11] e **E831/FOCUS** [12] de fotoprodução.

Nestes estudos foram consideradas diversas variáveis de correlações:

- A massa invariante do par de mésons charmosos,  $M_{D\bar{D}}$ .
- O quadrado da soma dos momentos transversais com relação à direção do feixe dos mésons D e  $\bar{D}$ ,  $p_T^2(D\bar{D}) \equiv |\vec{p}_{T,D} + \vec{p}_{T,\bar{D}}|^2$ .
- Correlações entre as variáveis  $x$  de Feynman,  $x_{F,D}$  e  $x_{F,\bar{D}}$ , assim como a rapidez de  $y_D$  e  $y_{\bar{D}}$ .

$$\Delta x_F \equiv x_{F,D} - x_{F,\bar{D}} \quad \text{e} \quad \Sigma x_F \equiv x_{F,D} + x_{F,\bar{D}}$$

$$\Delta y \equiv y_D - y_{\bar{D}} \quad \text{e} \quad \Sigma y \equiv y_D + y_{\bar{D}}$$

- Correlações entre os quadrados das magnitudes dos momentos transversais dos mésons D e  $\bar{D}$ .

$$\Delta p_T^2 \equiv |p_{T,D}^2 - p_{T,\bar{D}}^2| \quad \text{e} \quad \Sigma p_T^2 \equiv |p_{T,D}^2 + p_{T,\bar{D}}^2|$$

- A separação azimutal entre os momentos dos mésons D e  $\bar{D}$  no plano perpendicular à direção do feixe incidente,  $\Delta\phi \equiv \min(|\phi_D - \phi_{\bar{D}}| \text{ e } 360 - |\phi_D - \phi_{\bar{D}}|)$

assim como as taxas de produção relativa para vários tipos de pares  $D\bar{D}$ :  $D^0\bar{D}^0$ ,  $D^0\bar{D}^-$ ,  $D^+\bar{D}^0$  e  $D^+\bar{D}^-$ . Nestes estudos, os resultados experimentais obtidos foram

comparados com diversos modelos teóricos implementados por meio de técnicas de Monte Carlo.

Na Tabela 2.1 se mostram as principais características dos experimentos de correlação, tais como a energia, tipo do feixe, números de pares reconstruídos e as variáveis utilizadas.

## 2.1 Experimentos de Hadroprodução

### 2.1.1 NA27

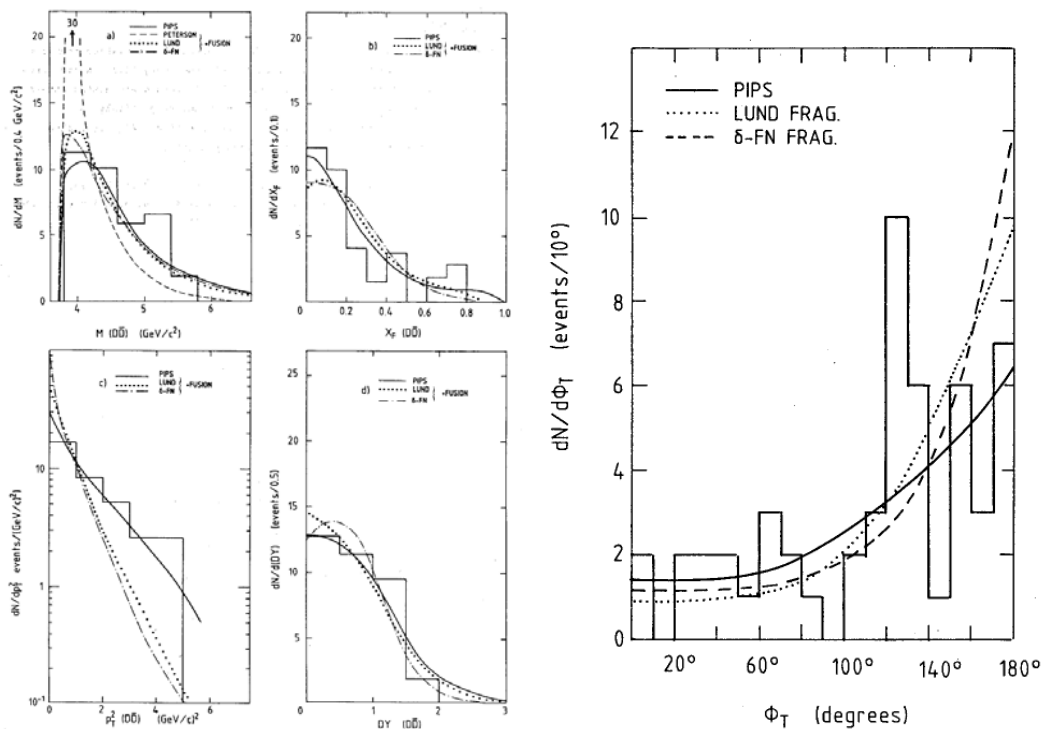
A experiência **NA27**, realizada pela colaboração LEBS-EHC do CERN, foi a primeira a estudar com detalhe as correlações charme-anticharme em pares  $D\bar{D}$  parcial e totalmente reconstruídos. O experimento usou dois tipos de interações para produzir estes pares:  $\pi^-p$  a 360 GeV/c e  $pp$  a 400 GeV/c. Os pares parcialmente reconstruídos foram selecionados usando ajustes geométricos e cinemáticos, exigindo a existência de dois vértices de decaimento. Desta forma obteve-se 53 eventos no primeiro tipo de interação, e 107 no segundo. No caso dos pares totalmente reconstruídos, além dos ajustes cinemáticos usou-se também certas restrições para os eventos: conservação da energia, conservação do charm, e a seleção de um único decaimento neutro não detectado em vez de múltiplos decaimentos. Foi exigido também que cada D tivesse  $x_F > -0,1$ . Com estes critérios conseguiu-se uma amostra de 12 eventos para o primeiro tipo de interação, e 17 para o segundo. Os eventos totalmente reconstruídos foram pesados (para levar em conta efeitos na reconstrução e na detecção) e obteve-se as distribuições  $M_{D\bar{D}}$ ,  $x_{FD\bar{D}}$ ,  $p_{TD\bar{D}}^2$  e  $\Delta y_{D\bar{D}}$ . Por outro lado, os eventos parcialmente reconstruídos foram usados para obter a distribuição  $\Delta\phi$ , uma vez que para determinar  $\Delta\phi$  era suficiente conhecer a direção das partículas charmosas. Nas Figs. 2.1 e 2.2 se mostram as distribuições das variáveis de correlação dos pares  $D\bar{D}$ , comparadas com diversos modelos teóricos. Para simular a geração de pares  $D\bar{D}$ , a experiência NA27 considerou o modelo de fusão de pártons  $q\bar{q}$  e  $g\bar{g}$  (com a massa do quark  $c$ ,  $m_c = 1,25$  GeV/c<sup>2</sup>, e uma distribuição gaussiana com  $\langle k_T^2 \rangle = 0,64$  (GeV/c)<sup>2</sup>, para o momento transversal intrínseco dos pártons), junto com as funções de fragmentação  $\delta^1$ , de Peterson [59] (usado com sucesso para descrever a produção D/ $\bar{D}$  nas interações  $e^+e^-$ ), e de Lund. As distribuições produzidas na interação  $\pi^-p$  a 360 GeV/c também foram comparadas

---

<sup>1</sup> $f(z) \sim \delta(z_{\max} - z)$ , onde  $z = p_D/p_c$ , sendo  $p_D$  a componente do momento de D na direção do quark charm  $c$ .  $z_{\max}$  corresponde à condição de energia  $E_D = E_c$ .

com as predições do modelo PIPS ("peripheral inelastic phase space", de produção de pares não correlacionados).

Dos gráficos da Fig. 2.1 se observa que os modelos teóricos baseados na fusão de pártons junto com os modelos de fragmentação de Peterson e de Lund, descrevem razoavelmente bem as distribuições de correlação  $M_{D\bar{D}}$ ,  $x$  de Feynman e  $\Delta y$  dos dados produzidos nas interações  $\pi^-p$  a 360 GeV/c. Não entanto, estes modelos não descrevem muito bem a forma da distribuição  $\phi_T$ , nem o comportamento da distribuição de  $p_T^2$  para altos valores desta variável. Na Fig. 2.1 também se observa que o modelo PIPS apresenta um bom acordo com as distribuições  $M_{D\bar{D}}$ ,  $x$  de Feynman,  $\Delta y$  e  $p_T^2$ , mas, da mesma forma que nos modelos anteriores, se observa uma certa discrepância na distribuição  $\phi_T$ .

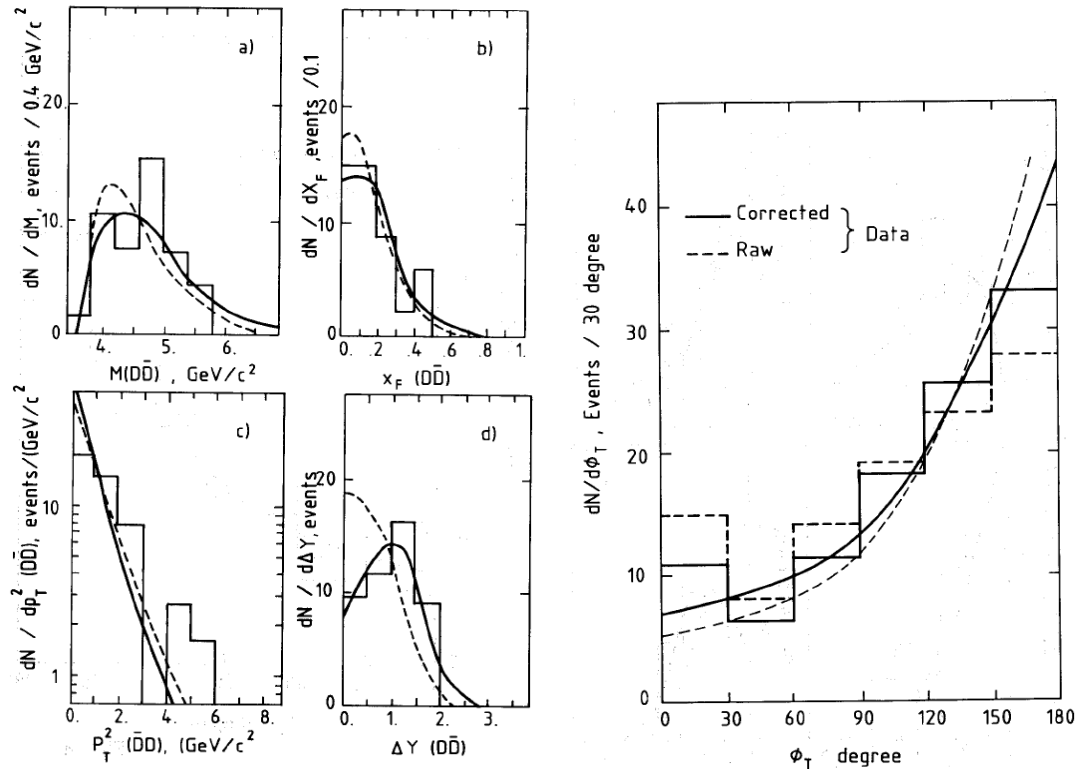


(a) Distribuições corrigidas de correlações  $M_{D\bar{D}}$ ,  $x_F$ ,  $p_T^2$  e  $\Delta y$ , para 12 pares  $D\bar{D}$  totalmente reconstruídos. (b) Distribuição de correlação  $\phi_T (= \Delta\phi)$ , para 53 pares  $D\bar{D}$  parcialmente reconstruídos.

Figura 2.1: Distribuições das variáveis de correlação para pares  $D\bar{D}$  do experimento NA27, produzidos por interações  $\pi^-p$  a 360 GeV/c. As curvas sólidas indicam a predição do modelo PIPS (pares não correlacionados), a curva de traços e a pontilhada são as predições do modelo de fusão  $q\bar{q}$  e  $g\bar{g}$  com as funções de fragmentação  $\delta$  e de Lund, respectivamente. Na distribuição de massa do par,  $M(D\bar{D})$ , se mostra também a predição da função de fragmentação de Peterson.

Já na Fig. 2.2, correspondente aos dados produzidos nas interações  $pp$  a 400

GeV/c, o modelo de fusão de pártons junto com as funções de fragmentação  $\delta$  (linha traçada) e de Lund (linha sólida), descrevem qualitativamente bem as distribuições de correlação  $M_{D\bar{D}}$ ,  $x_F$ ,  $\Delta y$  e  $\phi_T$ . Não entanto, ambos modelos apresentam discrepâncias com os dados na distribuição de correlação  $p_T^2$ , principalmente para valores de  $p_T^2$  acima de 4 (GeV/c)<sup>2</sup>.



(a) Distribuições corrigidas de correlações  $M_{D\bar{D}}$ , (b) Distribuição de correlação  $\phi_T (= \Delta\phi)$ ,  $x_F$ ,  $p_T^2$  e  $\Delta y$ , para 17 pares DD totalmente re- para 107 pares parcialmente reconstruídos. construídos.

Figura 2.2: Distribuições das variáveis de correlação para pares DD do experimento NA27, produzidos por interações  $pp$  a 400 GeV/c. As curvas mostram as previsões do modelo de fusão de pártons junto com a função de fragmentação  $\delta$  (traçada), e com o modelo de fragmentação de cordas de Lund (sólida), respectivamente. No caso da distribuição  $\phi_T$ , também se mostra uma comparação entre as distribuições de dados corrigida (histograma sólido) e sem corrigir (histograma traçado).

### 2.1.2 WA75

O experimento **WA75** do CERN, produziu pares de eventos com charme ao incidir um feixe de píons ( $\pi^-$ ) a 350 GeV/c (provenientes do *Super Proton Synchrotron* (SPS) [60]), com aproximadamente um total de 80 litros de emulsão nuclear. Estas partículas charmosas produzidas foram detectadas em grandes intervalos de  $p_T^2$  e

$x_F$  (incluindo a região com  $x_F < 0$ ). A alta resolução espacial na emulsão permitiu uma boa precisão das medidas geométricas da produção e dos decaimentos. Como, a seleção baseada em múons de grande  $p_T^2$  distorceu as características da produção e dos decaimentos das partículas charmosas, uma posterior correção nos dados foi necessária. Com aproximadamente 300 pares charmosos parcialmente reconstruídos, o expo WA75 estudou as distribuições de correlação  $\Delta\phi$ ,  $\Delta y$ ,  $x_F(D\bar{D})$ ,  $M_{D\bar{D}}$ , e  $p_T^2(D\bar{D})$ .

Estas distribuições experimentais foram comparadas com as predições feitas por alguns modelos teóricos. Os eventos charmosos foram produzidos de acordo ao programa de simulação de Monte Carlo de Lund TWISTER V1.2 [61], onde só os processos  $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$  e  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  eram levados em conta. Também o conteúdo dos pártons nos hádrons iniciais foi levado em conta ao usar a função de estrutura dada por Owens (conjunto 1) [62] para os píons, e a de Eichten et al., (EHLQ, conjunto 1) [63] para os núcleons. Um momento transversal intrínseco dos pártons iniciais foi considerado ao assumir uma distribuição gaussiana para o momento transversal  $k_{\perp}^2$ , com  $\langle k_{\perp}^2 \rangle = 0,19 \text{ (GeV/c)}^2$  e  $0,64 \text{ (GeV/c)}^2$ . Por último, para a hadronização dos quarks charme foi usado o mecanismo de fragmentação de cordas de Lund.

Na Fig. 2.3 se mostram as distribuições das variáveis de correlação produzidas pelo experimento WA75, comparadas com as distribuições obtidas pela simulação de Monte Carlo. Os dados experimentais estão representados pelos pontos com barra de erro. Já os histogramas representam as predições do Monte Carlo de Lund para os diferentes valores de  $\langle k_{\perp}^2 \rangle$  usados:  $\langle k_{\perp}^2 \rangle = 0,19 \text{ (GeV/c)}^2$  (histograma sólido), e  $0,64 \text{ (GeV/c)}^2$  (histograma pontilhado).

Da Fig. 2.3 se observa que as correlações das variáveis que envolvem o momento longitudinal das pares charmosos, tais como o  $x$  de Feynman e  $\Delta y$ , estão em bom acordo com as predições teóricas. Por outro lado, as variáveis que envolvem o momento transversal ( $p_T^2$ ,  $\Delta\phi$ , e de alguma forma  $M_{D\bar{D}}$ ), mostram distribuições mais largas que o esperado.

### 2.1.3 WA92

A colaboração **WA92** (Beatrice) do CERN, obteve as distribuições  $\Delta\phi$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta x_F$ ,  $M_{D\bar{D}}$ ,  $p_T^2(D\bar{D})$  e  $x_F(D\bar{D})$  para 475 eventos coletados em interações  $\pi^-$ -Cu a 350 GeV. Do par de mésons  $D\bar{D}$  selecionados, um deles, com  $x_F > 0$ , foi totalmente reconstruído em um dos canais  $D \rightarrow K n \pi$  ( $n=1,2,3$ ), enquanto que o outro méson, que podia ter qualquer valor de  $x_F$ , só foi reconstruído parcialmente devido a que os

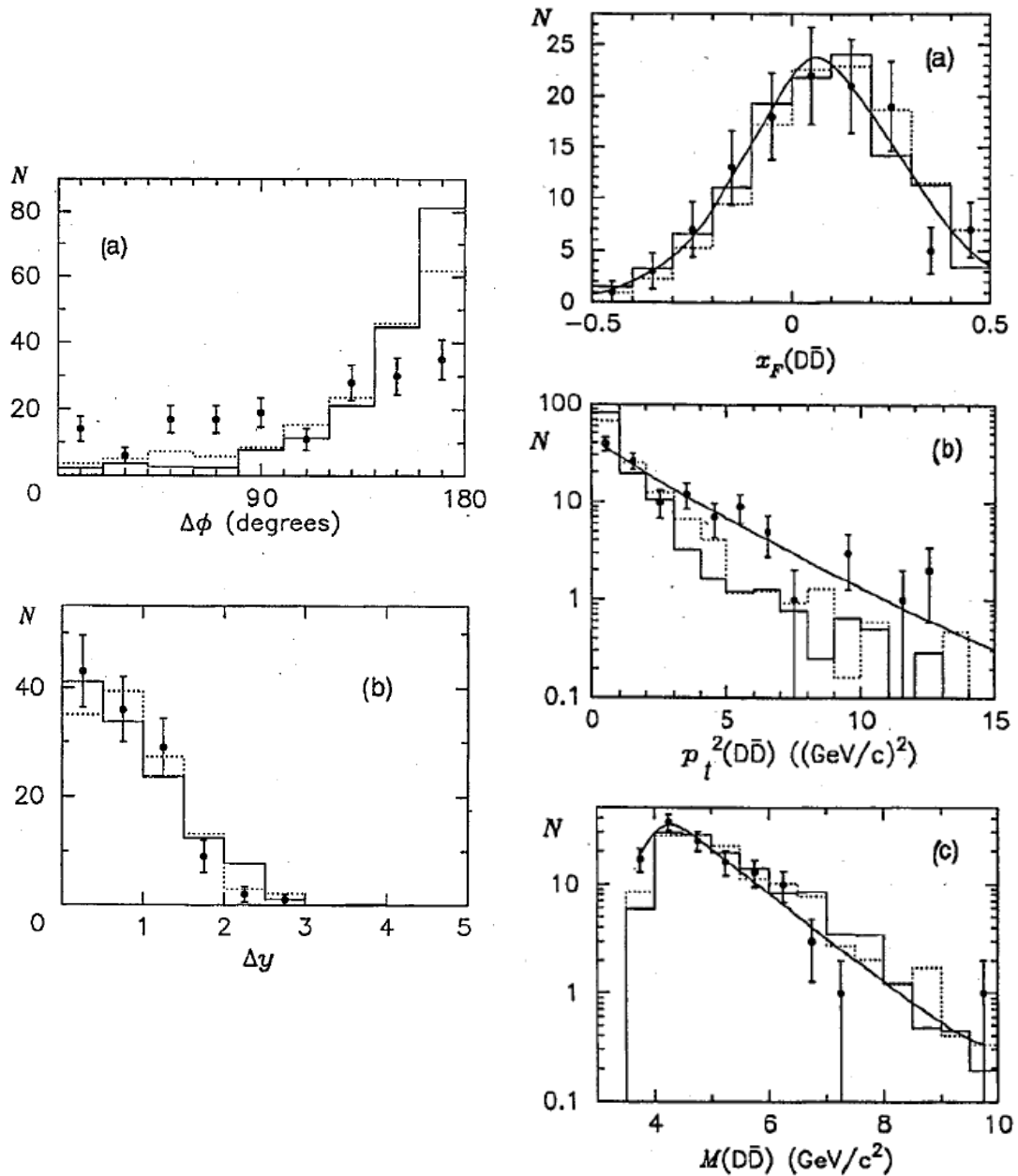
(a) Distribuições de correlação  $\Delta\phi$  e  $\Delta y$ .(b) Distribuição de correlação  $x_F(\text{DD})$ ,  $p_T^2(\text{DD})$  e  $M_{\text{DD}}$ . As curvas sólidas são os melhores ajustes dos dados.

Figura 2.3: Distribuições das variáveis de correlação para pares  $\text{D}\bar{\text{D}}$  do experimento WA75. Os histogramas representam as previsões feitas pelo Monte Carlo, para  $\langle k_T^2 \rangle = 0,19$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> (sólido), e  $\langle k_T^2 \rangle = 0,64$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> (pontilhado).



decaimentos neutros não eram detectados, ou pela limitada aceitância do detector. Para calcular as variáveis de correlação que precisavam dos momentos dos mésons D, estimou-se a influencia dos produtos de decaimentos neutros impondo a massa do méson D na hora da reconstrução, e conectando os vértices primário e secundário. Para levar em conta os efeitos da aceitância do detector, as variáveis de correlação foram corrigidas usando a simulação de Monte Carlo. Os eventos simulados de pares charmosos foram produzidos combinando o programa de simulação Pythia 5.4 [55] para a geração dos pares de quarks iniciais  $c\bar{c}$ , o programa Jetset 7.3 [54] para a hadronização destes pares de quarks, e o programa FLUKA [64] para simular os efeitos nucleares no alvo. Nas Figs. 2.4 e 2.5 se mostram as distribuições das variáveis de correlação corrigidas do experimento WA92. Na Fig. 2.4 se observa que as distribuições  $\Delta\phi$  e  $p_T^2$  foram comparadas com as predições feitas pelo cálculo de *next-to-leading order* (NLO) da QCD [65] para diferentes valores da média do quadrado do momento intrínseco dos pártons iniciais:  $\langle k_T^2 \rangle = 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> (curva sólida), e  $\langle k_T^2 \rangle = 2$  (GeV/c)<sup>2</sup> (linha pontilhada). Estas curvas teóricas foram calculadas considerando a massa do quark  $c$ ,  $m_c = 1,5$  GeV/c<sup>2</sup>,  $\mu_R = \sqrt{m_c^2 + p_T^2}$ ,  $\mu_F = 2\mu_R$ ,  $\Lambda_{\text{QCD}}^5 = 140$  MeV, as funções de distribuição de pártons SMRS $\pi$ 2 [66] (para as partículas do feixe), MRSD [67] (para as partículas do alvo), e a função de fragmentação de Peterson [59] para a hadronização dos quarks charme.

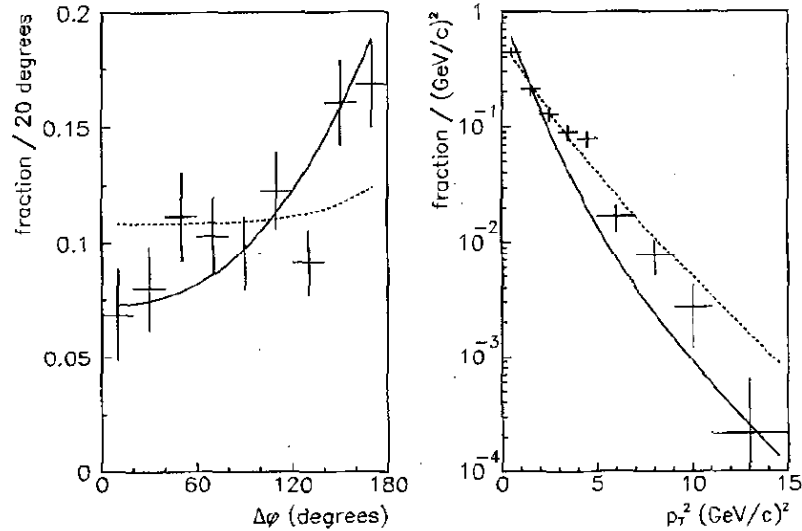


Figura 2.4: Distribuições de  $\Delta\phi$  e  $p_T^2(D\bar{D})$  produzidos pelo experimento WA92 (pontos com barras de erro). As linhas são os resultados dos cálculos de NLO da QCD para  $\langle k_T^2 \rangle = 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> (sólida) e  $\langle k_T^2 \rangle = 2$  (GeV/c)<sup>2</sup> (pontilhada).

As comparações entre os dados e os cálculos teóricos sugerem que um valor de  $\langle k_T^2 \rangle$  entre 1 e 2 (GeV/c)<sup>2</sup> seria compatível com as distribuições  $\Delta\phi$  e  $p_T^2$ , embora

que a distribuição de  $p_T^2$  favoreça um valor grande de  $\langle k_T^2 \rangle$ .

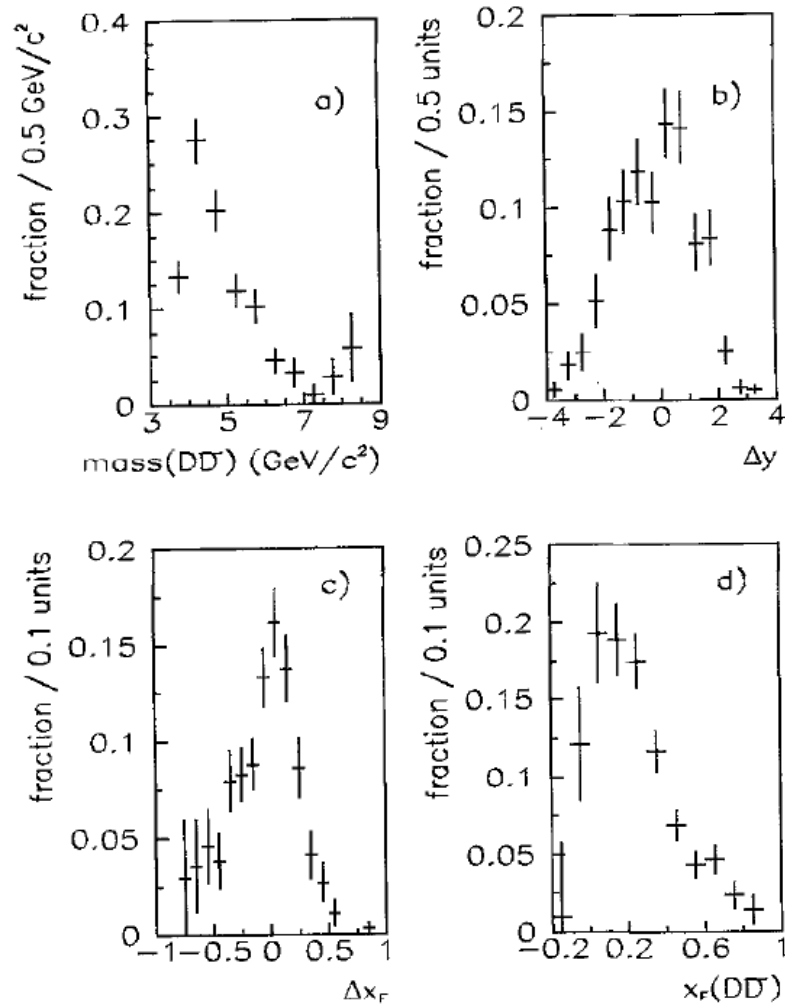


Figura 2.5: Experimento WA92. Distribuições das variáveis de correlação: a) massa invariante  $D\bar{D}$ , b) diferença da rapidez entre  $D^+$  e  $D^0$ , e  $D^-$  e  $\bar{D}^0$ , c) diferença do  $x$  de Feynman entre  $D^+$  e  $D^0$ , e  $D^-$  e  $\bar{D}^0$ , d)  $x$  de Feynman do sistema  $D\bar{D}$ .

#### 2.1.4 NA32

Na experimento **NA32** da colaboração ACCMOR do CERN, ambas as partículas ( $D$ ,  $D_s$  e  $\Lambda_c$ ) eram na sua maior parte partículas parcialmente reconstruídas. Uma análise topológica selecionou aproximadamente 600 eventos a partir de dados coletados nas interações  $\pi^-$ -Cu a 230 GeV. O critério para selecionar cada par era basicamente que tinha que haver dois vértices secundários reconstruídos bem deslocados com relação ao vértice primário. Com estes eventos se estudaram as variáveis de correlação  $\varphi$  ( $= \Delta\phi$ ),  $\Delta\eta$ ,  $\Delta y$ ,  $M(D\bar{D})$ ,  $p_T^2(D\bar{D})$  e  $x_F(D\bar{D})$  para  $x_F > 0$ . Quando havia produtos de decaimentos neutros, um algoritmo similar ao usado

pela experiência WA92 estimava o momento para os mésons D, necessário para o cálculo das variáveis de correlação, exceto para  $\Delta\phi$  e  $\Delta\eta$ . O erro no momento foi calculado usando simulação Monte Carlo e estimado em aproximadamente 15%, tendo pouco impacto nas variáveis de correlação dos pares de mésons D. Nas Figs. 2.6 e 2.7 se mostram as distribuições das variáveis de correlação  $\varphi$  e  $\Delta\eta$ , obtidas pelo experimento NA32 para várias sub-amostras de pares charmosos. Na Fig. 2.6 se observa que as  $\varphi$  das amostras  $D\bar{D}$ ,  $D_s^+\bar{D} + D_s^-D$  e  $\Lambda_c^+\bar{D}$  (2.6(d), (e), (f)) são comparadas com as predições de dois modelos fenomenológicos: o modelo de fusão [68], que independente das incertezas conectadas com a fragmentação de um quark charme em um hádron charmoso faz predições para a distribuição  $\varphi$  só para os processos  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  e  $g\bar{g} \rightarrow c\bar{c}$ . Das figuras se observa que este modelo prediz distribuições bastante diferentes às distribuições experimentais.

O segundo modelo fenomenológico comparado é o do cluster hadrônico [69], o qual é produzido por meio de scattering quark-quark. Este cluster de massa fixa de  $\sim 5 \text{ GeV}/c^2$ , decai com  $\sim 1\%$  de probabilidade num par  $D\bar{D}$ . A função de fragmentação é assumida que é do tipo Boltzmann no referencial do cluster. A predição deste modelo está mais de acordo com os dados experimentais do que o modelo teórico anterior.

Também na Fig. 2.6(g) se observa a distribuições  $\varphi$  de pares contendo quarks charme com a mesma carga ("cc"). Já na Fig. 2.7(b) se mostram as comparações das distribuições  $\Delta\eta$  e  $\Delta\varphi$  (histogramas) com as predições de  $O(\alpha_s^3)$  de Mangano et al. [70]. Aqui é observado um bom acordo entre a distribuição  $\Delta\eta$  e a predição teórica de  $O(\alpha_s^3)$ , não entanto, existe uma grande discrepância entre a distribuição  $\Delta\varphi$  e o modelo teórico (o qual apresenta um pico prominente na região perto de  $\Delta\varphi = 180^\circ$ ).

### 2.1.5 E653

Os 35 pares de eventos  $D\bar{D}$  parcialmente reconstruídos obtidos pela experimento **E653** do Fermilab foram usados para estudar as variáveis de correlação  $M_{c\bar{c}}$ ,  $|\Delta y|$ ,  $\phi_T (= \Delta\phi)$ ,  $p_T^2$  e  $\cos(\theta)$  (onde  $\theta$  era o menor dos ângulos polares das partículas componentes de um par, no centro de massa do par charmoso). Estes pares charmosos foram coletados em interações  $p$ -emulsão a 800 GeV, os quais eram cinematicamente consistentes com a hipótese de serem partículas charmosas e inconsistentes com a hipótese de serem partículas estranhas. Muitos dos decaimentos charmosos na amostra possuíam uma ou mais partículas filhas neutras as quais não podiam

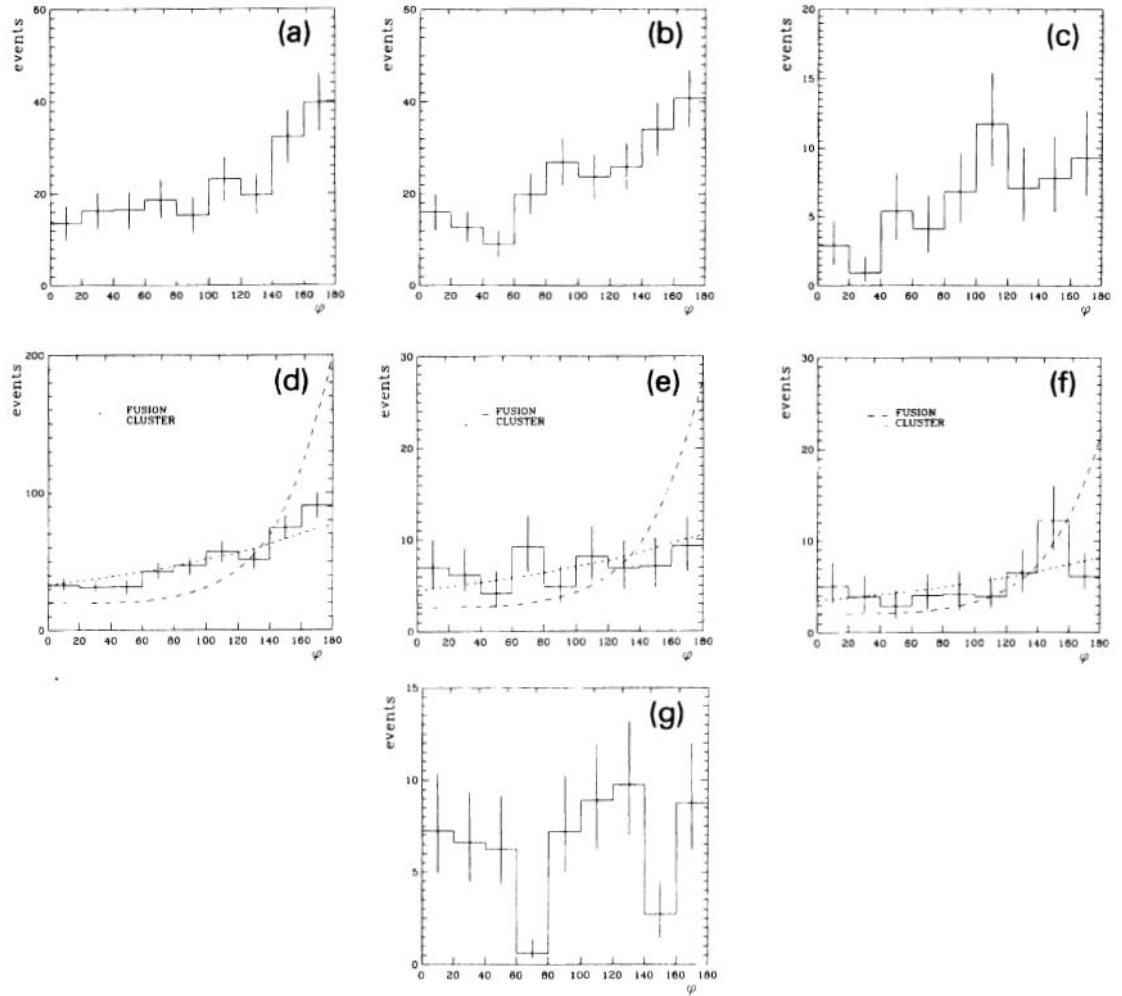
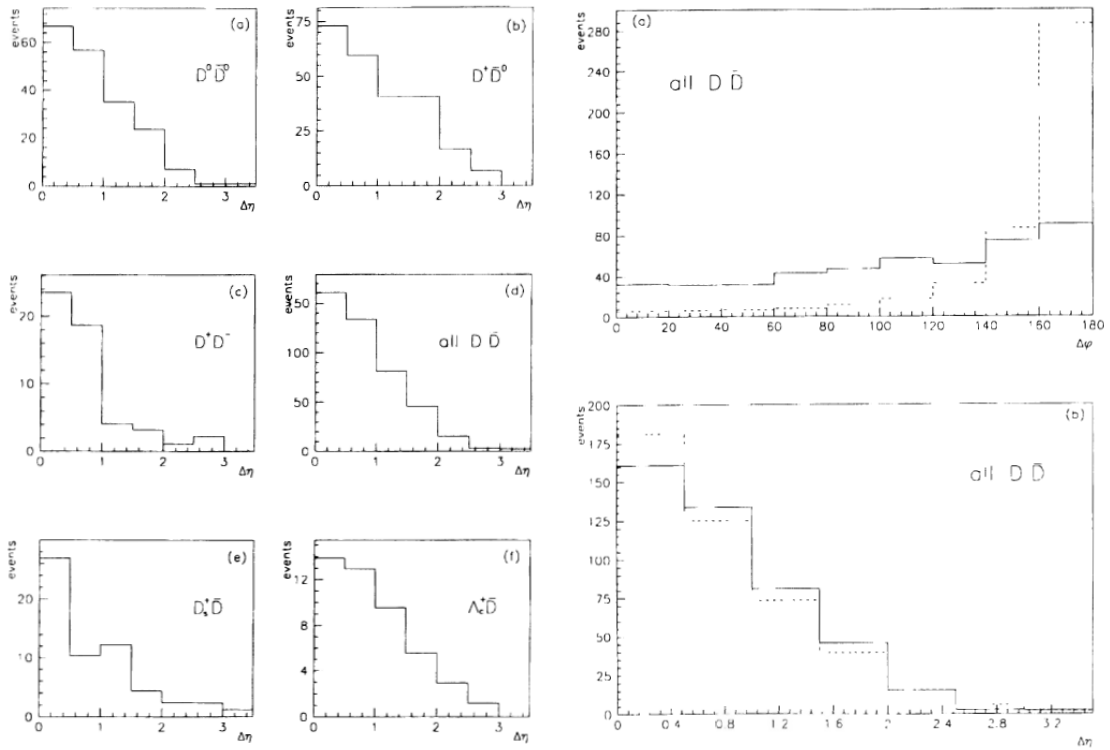


Figura 2.6: Experimento NA32. Distribuição da diferença do ângulo azimutal  $\Delta\phi$  (em graus) para várias sub-amostras de pares de partículas charmosas. (a)  $D^0\bar{D}^0$ , (b)  $D^0D^-$  e  $D^+\bar{D}^0$ , (c)  $D^+D^-$ , (d)  $DD\bar{D}$ , (e)  $D_s^+\bar{D}^0$  e  $DD_s^-$ , (f)  $\Lambda_c^+\bar{D}$ , (g) "cc". As linhas de traços e pontilhadas são predições das referências [68] e [69].



(a) Distribuições da diferença da pseudorapidez ( $\Delta\eta$ ) para várias sub-amostras de pares charmosos. (a)  $D^0\bar{D}^0$ , (b)  $D^0D^-$  e  $D^+\bar{D}^0$ , (c)  $D^+D^-$ , (d)  $D\bar{D}$ , (e)  $D_s^+\bar{D}^0$  e  $DD_s^-$ , (f)  $\Lambda_c^+\bar{D}$ . (b) Comparação entre as variáveis de correlação experimentais (histogramas) e os cálculos de next-to-leading order  $O(\alpha_s^3)$  (curvas pontilhadas) para pares  $D\bar{D}$ . (a) Diferença no ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ), (b) Diferença na pseudorapidez ( $\Delta\eta$ ).

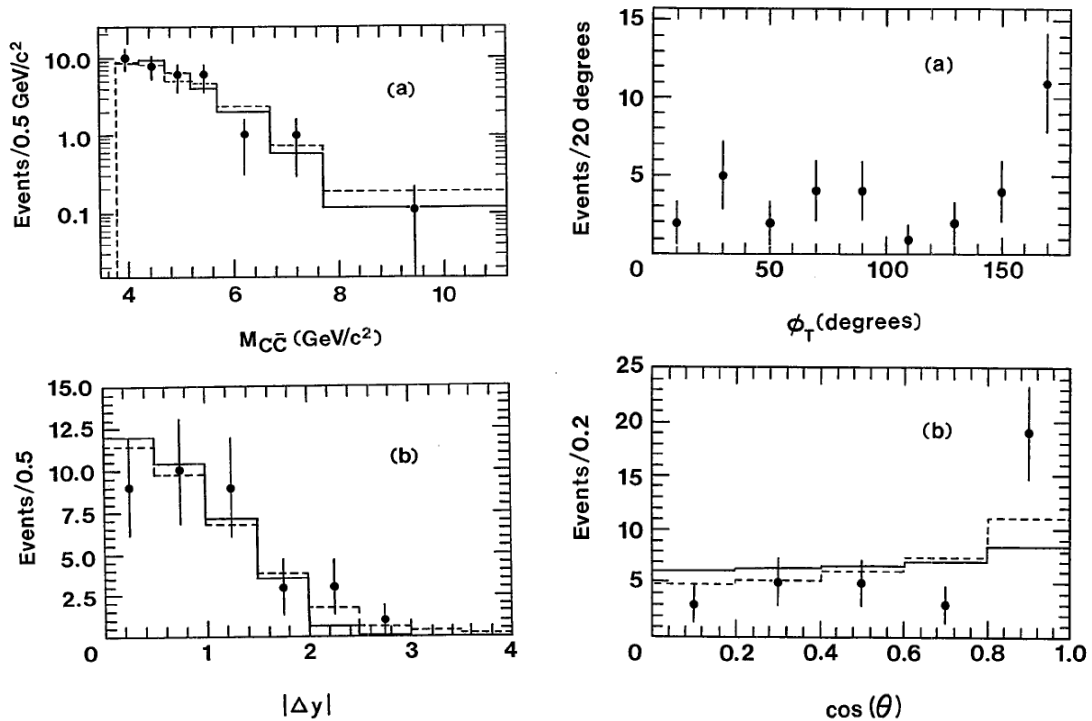
Figura 2.7: Distribuições das variáveis de correlação  $\Delta\eta$  e  $\Delta\phi$  do experimento NA32.

ser totalmente associadas ao evento, motivo pelo qual foi necessário estimar o momento das partículas charmosas. No centro de massa da partícula charmosa, o ângulo polar mais provável para o momento "visível" dos produtos de decaimento era  $90^\circ$  desde a direção da partícula charmosa no referencial do laboratório. Para calcular o momento se usou o produto entre a massa do D e o "boost" desde o centro de massa do D até o referencial do laboratório. O erro no momento dependia da topologia, mas tipicamente era (20%-30%) da raiz quadrada da média. Na Fig. 2.8 se mostram as distribuições das variáveis de correlação obtidas pelo experimento E653. A Fig. 2.8(a) mostra as distribuições  $M_{c\bar{c}}$  e  $|\Delta y|$ , e o melhor ajuste destas distribuições (histogramas traçejados), assim como as predições feitas pela QCD no "leading order" (histogramas sólidos). Para o cálculo destas predições teóricas foram usados, o valor da massa do quark charme  $m_c = 1,65 \text{ GeV}/c^2$ , o primeiro conjunto das funções de estrutura "EHLQ" [63], e a matriz padrão de elementos [71]. Já a Fig. 2.8(b) mostra as distribuições  $\phi_T$  e  $\cos(\theta)$ , esta última comparada com as predições da QCD no "leading order" para a produção de quarks charme via aniquilação quark-antiquark (histograma sólido) e por fusão glúon-glúon (histograma traçejado). Por último, na Fig. 2.8(c) se mostra a distribuição de  $p_T^2$  e o melhor ajuste para a distribuição.

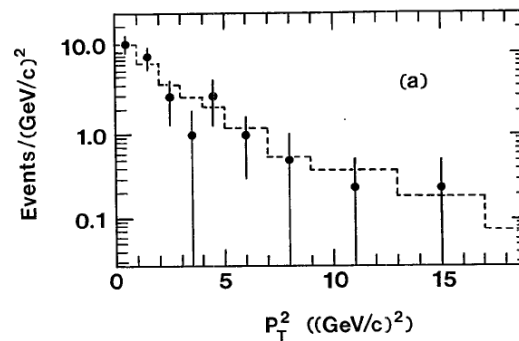
Das figuras se observa que as predições da QCD perturbativa no "leading order" são qualitativamente consistentes com as distribuições experimentais  $M_{c\bar{c}}$ ,  $\Delta y$ , e  $\cos(\theta)$  dos pares charmosos. Já para as distribuições  $\phi_T$  e  $p_T^2$ , se encontrou que estas não podem ser descritas pela QCD no "leading order", tal como pode ser visto nas referências [72] e [73].

### 2.1.6 E791

Baseado numa amostra de 791 pares  $D\bar{D}$  totalmente reconstruídos (a maior amostra deste tipo de pares charmosos hadro-produzidos), coletados em colisões  $\pi^-$ -Cu (uma pequena fração) e  $\pi^-$ -Pt a 500 GeV, o experimento **E791** do Fermilab mediu as correlações das variáveis  $\Delta x_F$ ,  $\Sigma x_F$ ,  $\Delta y$ ,  $\Sigma y$ ,  $|\Delta p_T^2|$ ,  $\Sigma p_T^2$ ,  $\Delta\phi$ ,  $\Sigma\phi$ ,  $p_T^2(D\bar{D})$  e  $M_{D\bar{D}}$ . A diferença dos experimentos anteriores, onde muitos deles usaram um enfoque mais "topológico" para reconstruir os decaimentos charmosos, (os vértices secundários eram achados topologicamente logo após a reconstrução dos vértices primários, sem considerar a massa efetiva do vértice reconstruído), o experimento E791 usou o método de "candidato dirigido", trabalhando sob a premissa de que as restrições topológicas poderiam ser "relaxadas" usando-se a informação sobre



(a) Distribuições  $M_{c\bar{c}}$  e  $\Delta y$  para pares de partículas charmosas. Ajustes (hist. pontilhados) e superior). Distribuição de  $\cos(\theta)$  (fig. inferior) são mostrados para ambas distribuições. primeira ordem para a produção de  $c$  via aniquilação quark-antiquark (hist. sólido), e por fusão glúon-glúon (hist. pontilhado).



(c) Distribuição  $p_{\uparrow}^2$  dos pares charmosos e histograma do ajuste.

Figura 2.8: Distribuições das variáveis de correlação do experimento E653.

a massa das partículas charmosas procuradas. No processo de reconstrução, os candidatos foram selecionados nos canais de decaimento  $D \rightarrow K n \pi$  ( $n=1,2,3$ ), onde ambos mésons D eram procurados simultaneamente e não sucessivamente. Critérios de massa ( $1,7 < m(K n \pi) < 2 \text{ GeV}/c^2$ ), e de rapidez foram aplicados ( $-0,5 < y_{D,\bar{D}} < 2,5$ ) aos candidatos, assim como critérios na separação dos vértices de produção e de decaimento, e na identificação Čerenkov das partículas. Para levar em conta os efeitos da aceptância do detector no estudo das correlações, se simulou uma amostra de 7.000 pares de eventos de Monte Carlo que passaram pelos mesmos critérios de seleção que os dados reais.

Na Fig. 2.9 se mostram as distribuições corrigidas das diferentes variáveis de correlação obtidas pelo experimento E791, comparadas com as predições de três modelos teóricos. O primeiro modelo teórico considerado gerou distribuições de correlação de pares  $c\bar{c}$  a partir do cálculo do "next-to-leading order" da QCD feita por Mangano, Nason e Ridolfi (MNR) [65, 74]. O segundo modelo gerou distribuições de correlação de pares  $c\bar{c}$  produzidos pelo gerador de eventos de Monte Carlo PYTHIA/JETSET [75], o qual usa um modelo de chuva de pártons para incluir efeitos perturbativos de ordens superiores [56]. O último modelo gerou distribuições de correlação de pares  $D\bar{D}$  produzidos pelo gerador de eventos de Monte Carlo PYTHIA (Version 5,7)/JETSET (Version 7,4) [76], o qual usa o modelo de fragmentação de cordas de Lund para transformar pares  $c\bar{c}$  em pares  $D\bar{D}$  [40]. Para todas as predições teóricas se usou os parâmetros padrão sugeridos pelos respectivos autores.

Na Fig. 2.9 se observa que as distribuições teóricas e experimentais  $\Delta x_F$ ,  $\Sigma x_F$  (Fig. 2.9(a)), e  $\Delta y$ ,  $\Sigma y$  (Fig. 2.9(b)) não concordam muito bem com as predições dos modelos teóricos usando os parâmetros padrão. Os resultados experimentais estão mais próximos das predições do modelo  $c\bar{c}$  do que das predições do PYTHIA/JETSET para os pares  $D\bar{D}$ . Também para as distribuições  $|\Delta p_T^2|$ ,  $\Sigma p_T^2$ ,  $\Delta\phi$ ,  $\Sigma\phi$ ,  $p_T^2(D\bar{D})$  (Figs. 2.9(c)-(e)) se observa que os três conjuntos de predições teóricas não se ajustam bem às distribuições experimentais, apresentando fortes discrepâncias principalmente nas distribuições  $\Delta\phi$  e  $p_T^2(D\bar{D})$ . Por último, na Fig. 2.9(e) se observa que a distribuições experimental da massa do par ( $M_{D\bar{D}}$ ) apresenta uma inclinação maior que a predição teórica do PYTHIA/JETSET.



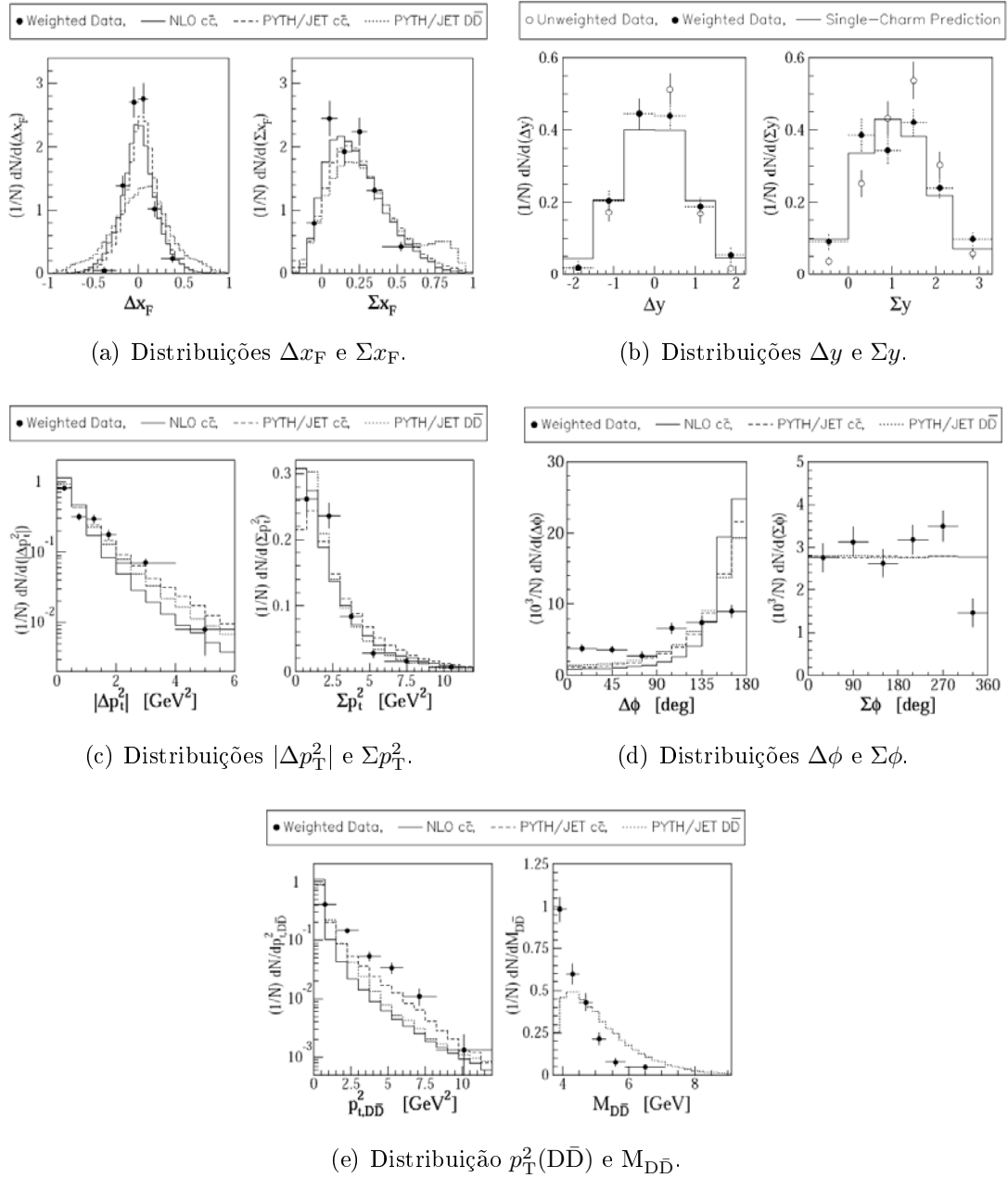


Figura 2.9: Distribuições das variáveis de correlação do experimento E791. Os pontos com barras de erro representam os dados corrigidos. Os histogramas representam os modelos teóricos considerados: NLO QCD (sólido), PYTHIA/JETSET  $c\bar{c}$  (traços), e PYTHIA/JETSET  $D\bar{D}$  (pontilhado).

## 2.2 Experimentos de Fotoprodução

### 2.2.1 NA14/2

O experimento **NA14/2** do CERN foi o primeiro experimento de fotoprodução em reportar um estudo de correlações de partículas charmosas. Com 22 pares de mésons  $D\bar{D}$  totalmente reconstruídos, foram obtidas as distribuições de momento transversal e longitudinal dos pares ( $p_T$ ,  $p_L$ ), a massa do par ( $M_{D\bar{D}}$ ), e as diferenças da rapidez e do ângulo azimutal ( $\Delta y$ ,  $\phi$ ) entre as partículas e antipartículas. Estes pares charmosos, produzidos pela interação de um feixe de fótons (obtido por bremsstrahlung de elétrons) de energia média  $\langle E \rangle = 100 \text{ GeV}/c$  com um alvo ativo de silício, e coletados pelo espectrômetro de grande aceitação angular (300 mrad no referencial do laboratório, e  $5^\circ$ - $130^\circ$  no centro de massa da interação), foram selecionados nos canais de decaimento  $D \rightarrow Kn\pi$  ( $n=1,2,3$ ). Após a reconstrução dos vértices de decaimento e de produção, os pares candidatos foram selecionados se cada uma das partículas componentes do par tinha sua massa dentro do intervalo de  $[1,82-1,88] \text{ GeV}/c^2$ .

Para modelar a fotoprodução de charm (via simulação de Monte Carlo) se usou o cálculo da primeira ordem perturbativa da QCD (fusão de fóton-glúon), considerando uma função de estrutura gluônica da forma  $xG(x) = 3(1-x)^5$ , e o valor da massa do quark charme,  $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$ . Também se considerou dois valores de momento transversal intrínseco para os quarks dentro dos núcleons do alvo:  $\langle k_T^2 \rangle = 0.1 \text{ (GeV}/c)^2$  e  $1 \text{ (GeV}/c)^2$ . Para o processo de hadronização das partículas charmosas produzidas foi usado o modelo "dual de pártons" [77] junto com duas funções de fragmentação, uma função "forte" da forma:  $zD(z) = (1-z)\exp(-0,7m_T^2/z)$ , e outra "fraca":  $zD(z) = (1-z)^{-1/2}\exp(-0,7m_T^2/z)$ .

Nas Figs. 2.10 e 2.11 se observam as distribuições das variáveis de correlação obtidas pela experiência NA14/2. Da Fig. 2.10 se observa que as distribuições de  $p_T(D\bar{D})$  e  $p_L(D\bar{D})$  mostram uma grande sensibilidade aos parâmetros de produção. O fato de se usar diferentes funções de fragmentação só tem um efeito notório na distribuição de  $p_L$ , embora que, mesmo com a função de fragmentação fraca, o Monte Carlo é incapaz de prever o pequeno valor médio de  $p_L$  observado nos dados. Também se observa na Fig. 2.10, que só a distribuição de  $p_T(D\bar{D})$  mostra ser sensível ao momento intrínseco dos quarks ( $k_T$ ). A melhor concordância entre os dados e o modelo teórico é obtido usando um valor grande de  $k_T$ :  $\langle k_T^2 \rangle = 1 \text{ (GeV}/c)^2$ . Por outro lado, a distribuição da massa invariante do par  $D\bar{D}$  (Fig. 2.11(a)) e a

distribuição da diferença da rapidez entre as partículas charmosas (Fig. 2.11(b)) estão de acordo com as distribuições previstas pelos modelos teóricos, e também se observa uma pequena sensibilidade à função de fragmentação. Finalmente, se observa que as predições feitas para o ângulo  $\phi$  entre as duas componentes transversais do momento das partículas e antipartículas (Fig. 2.11(c)), são compatíveis com a distribuição dos dados.

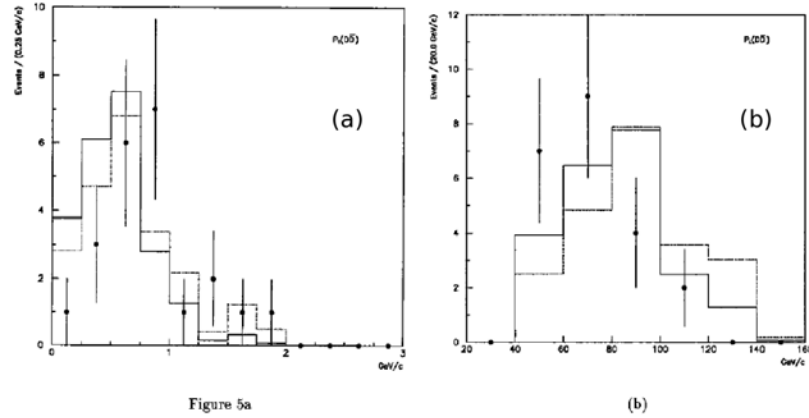


Figura 2.10: Distribuições das variáveis de correlação  $p_T(D\bar{D})$  e  $p_L(D\bar{D})$  do experimento NA14/2. Linha sólida em (a) e (b):  $\langle k_T^2 \rangle = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$  e função de fragmentação fraca. Linha pontilhada em (a):  $\langle k_T^2 \rangle = 1 \text{ (GeV/c)}^2$ . Linha de traços em (b): função de fragmentação forte.

### 2.2.2 E687

O experimento E687 do Fermilab apresentou resultados nas variáveis de correlação  $p_T^2(D\bar{D})$ ,  $\Delta y$ ,  $M_{D\bar{D}}$  e  $\Delta\phi$  (como se observa na Fig. 2.12), baseado numa amostra de 325 pares  $D\bar{D}$  totalmente reconstruídos. Um feixe de elétrons de momento médio de 320 GeV/c, colisionou com uma folha de chumbo de 27% de comprimento de radiação para produzir fótons por bremsstrahlung de energia média  $\langle E \rangle = 200$  GeV/c, que depois colisionaram com um alvo de Be de 11% de comprimento de interação. Os eventos produzidos pela interação, eram coletados por um espectrômetro de grande abertura angular, o qual detectava hádrons carregados e fótons bastante eficientemente. Os vértices de produção e de decaimento das partículas charmosas eram bem determinados por meio de 5 planos de microtiras de silício. Já o momento e as identidades dos traços carregados, produtos dos decaimentos, eram medidas pelos dois magnetos deflectores, as cinco câmaras proporcionais e os três contadores Čerenkov. Para a amostra de pares totalmente reconstruídos, o experimento E687 usou os modos de decaimento  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  e

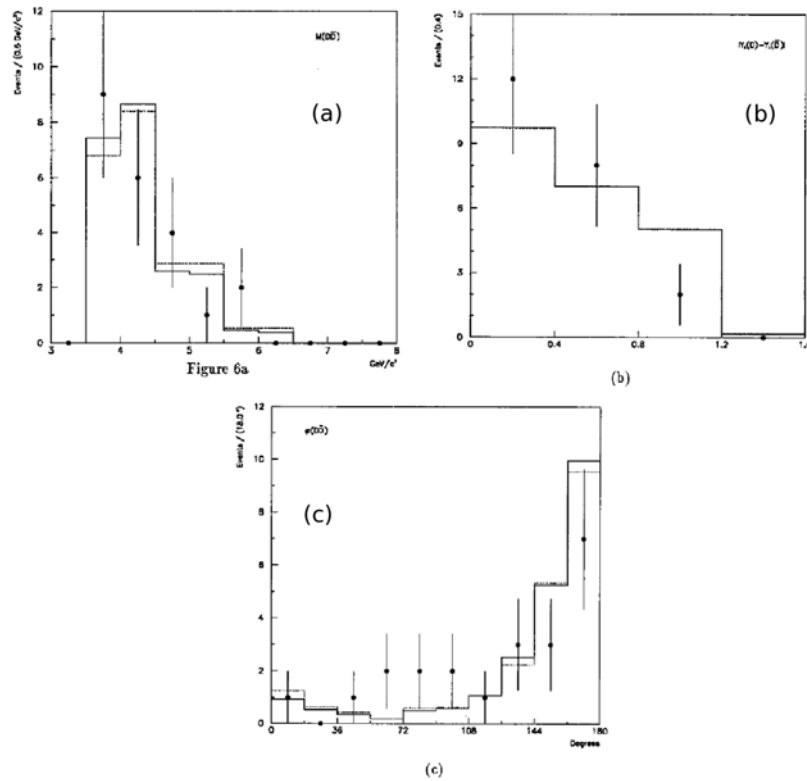


Figura 2.11: Distribuições das variáveis de correlação (a) massa do par ( $M_{D\bar{D}}$ ), (b) diferença na rapidez entre  $D$  e  $\bar{D}$  ( $|\Delta y|$ ), (c) o ângulo  $\phi$  entre os momentos transversos de  $D$  e  $\bar{D}$ , produzidos pelo experimento NA14/2. Linha sólida em (a)-(c):  $\langle k_T^2 \rangle = 0,1$  (GeV/c)<sup>2</sup> e função de fragmentação fraca. Linha pontilhada em (a) e (b): função de fragmentação forte. Linha de traços em (c):  $\langle k_T^2 \rangle = 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ , junto com os seus respectivos conjugados de carga. Devido à boa resolução dos vértices (de produção e decaimento), um corte na separação dos vértices foi aplicado para cada  $D$ , requerendo-se diferentes valores deste corte de acordo à topologia do candidato.

Para o estudo das correlações se comparou as distribuições experimentais com as predições obtidas mediante simulação de Monte Carlo. Nesta simulação de Monte Carlo, os quarks charme eram produzidos via a fusão fóton-glúon, os quais por sua vez eram "vestidos" para formar hádrons de acordo com o modelo de Lund (implementado pelos programas de simulação JETSET 7,3 e PYTHIA 5,6 [55, 56, 78]). Se deu também um momento transversal intrínseco ( $k_T$ ) aos glúons do alvo com un valor médio:  $\langle k_T^2 \rangle = (0,44 \text{ GeV}/c)^2$ .

Na Fig. 2.12 se observam as variáveis de correlação  $p_T^2(D\bar{D})$ ,  $\Delta y$ , massa do par  $M_{D\bar{D}}$  e  $\Delta\phi$  do experimento E687. Da figura se observa que as distribuições experimentais estão em razoável acordo com as correlações preditas pelo processo

de fusão fóton-glúon e o modelo de Lund de fragmentação de cordas. Não entanto, são observadas certas inconsistências significativas entre os dados e as previsões do modelo teórico para as distribuições  $\Delta\phi$  e  $p_T^2(D\bar{D})$ .

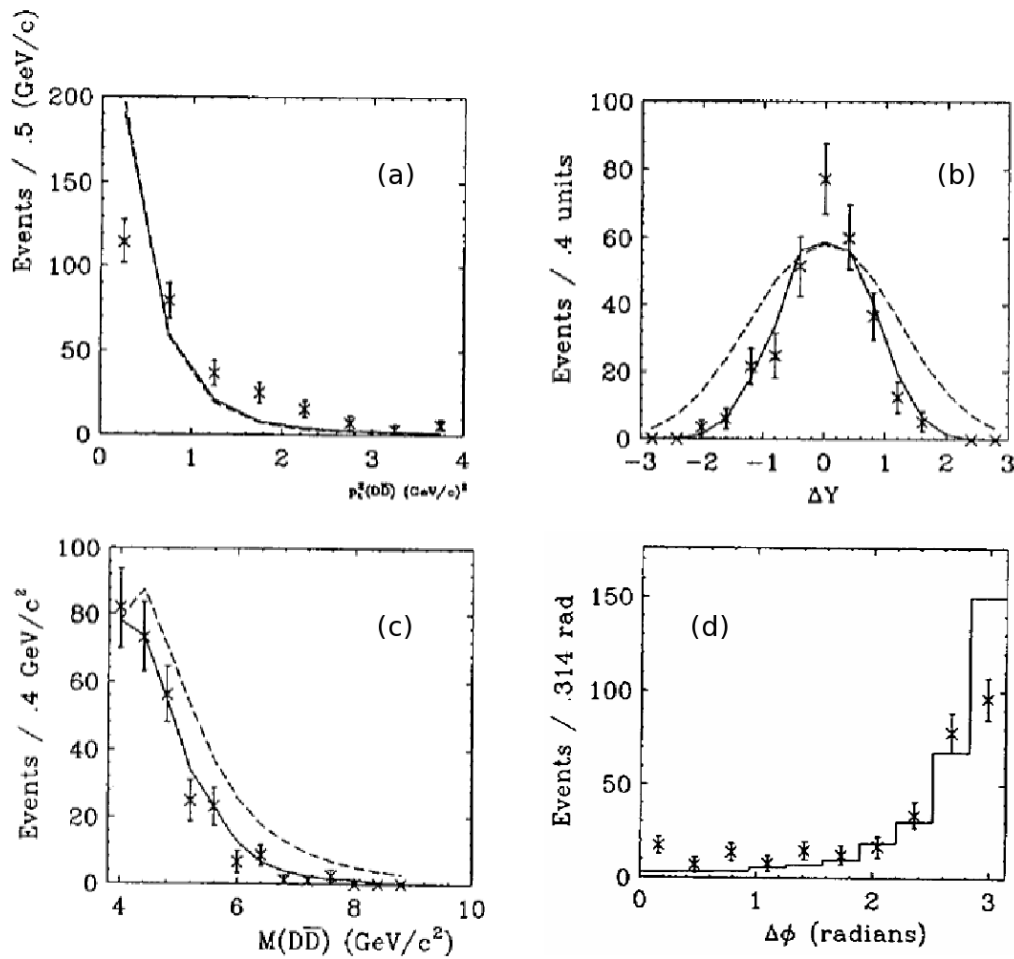


Figura 2.12: Distribuições das variáveis de correlação do experimento E687. (a)  $p_T^2(D\bar{D})$ , (b)  $\Delta y$ , (c) massa do par  $M_{D\bar{D}}$  e (d)  $\Delta\phi$ . Os pontos com barras de erros representam os dados com o background subtraído, enquanto que as curvas sólidas representam as previsões do Monte Carlo considerando a aceitação e a resolução do detector. As linhas traçadas representam as previsões do Monte Carlo sem a simulação do detector.

### 2.2.3 E831

Na base de aproximadamente 7000 pares de mésons  $D\bar{D}$  totalmente reconstruídos, o experimento E831 da colaboração FOCUS estudou as variáveis de correlação  $\Delta\phi$ ,  $p_T^2(D\bar{D})$ ,  $\Delta y$  e  $M_{D\bar{D}}$ . O procedimento usado na reconstrução e seleção dos pares charmosos  $D\bar{D}$  é similar ao usado nesta análise e será desenvolvida com detalhe

nos Caps. 4 e 5. O estudo da colaboração FOCUS mostrou que as previsões dos modelos teóricos implementados (fusão de fóton-glúon para a produção de quarks charme, e o modelo de fragmentação de cordas de Lund para a hadronização dos mesmos) pelo programa de simulação PYTHIA 6,203 [57] tem uma boa concordância, em geral, com as distribuições experimentais (tal como se vé na Fig. 2.13). Um provável fator que favorece à concordância entre os dados e as previsões feitas pelo modelo teórico, é que o valor médio do momento intrínseco dos pártons entrantes ( $k_T$ ) foi incrementado de  $\langle k_T^2 \rangle = (0,44 \text{ GeV}/c)^2$  (valor padrão do PYTHIA) para  $\langle k_T^2 \rangle = (1 \text{ GeV}/c)^2$ .

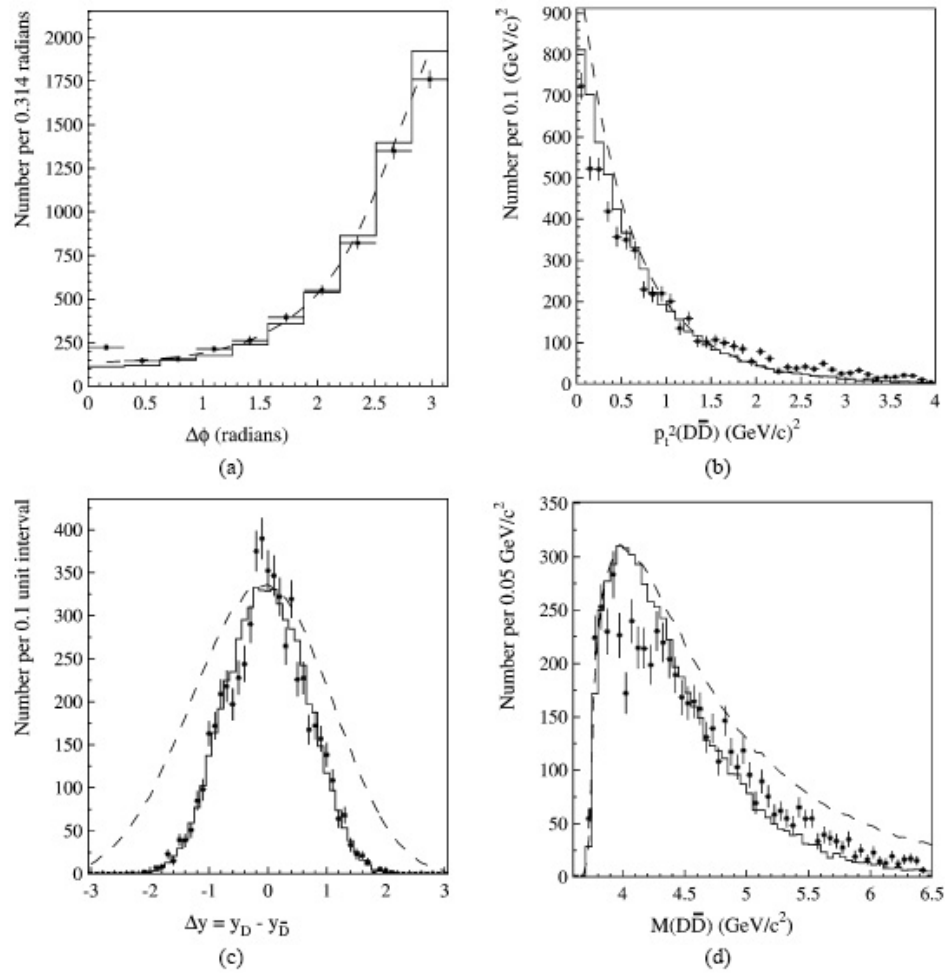


Figura 2.13: Resultado previo do experimento E831/FOCUS. Distribuições com o background subtraído de (a)  $\Delta\phi$ , (b)  $p_T^2$ , (c) diferença na rapidez  $\Delta y$  e (d)  $M_{D\bar{D}}$ . Os círculos com barras de erro indicam as distribuições dos dados. Os histogramas sólidos e as linhas pontilhadas indicam as distribuições de MC após a simulação do detector, e sem considerar efeitos de aceitação, respectivamente.

Na Tabela 2.1 se apresenta um resumo dos resultados obtidos pelos estudos de correlações pares de partículas charmosas total e parcialmente reconstruídas dos experimentos de alvo fixo de hadro e fotoprodução.

Tabela 2.1: Resumos dos resultados dos estudos de correlações entre pares de partículas charmosas hadro e fotoproduzidos.

Experimento	Energia (GeV)	Feixe/alvo	Número de Eventos rec.	Variáveis medidas dos pares
Experimentos de Hadroprodução				
NA27 [1]	360	$\pi^-/p$	12 tot.	$p_T^2, \Sigma x_F, \Delta y, M_{D\bar{D}}$
			53 parc.	$\Delta\phi$
NA27 [2]	400	$p/p$	17 tot.	$p_T^2, \Sigma x_F, \Delta y, M_{D\bar{D}}$
			107 parc.	$\Delta\phi, \sigma_{D^0\bar{D}^0}, \sigma_{D^0D^-+D+\bar{D}^0}, \sigma_{D+D^-}$
WA75 [3,4]	350	$\pi^-/\text{Emulsão}$	102 parc.	$\Delta\phi$
			177 parc.	$\Delta y, M_{D\bar{D}}, \Sigma x_F, p_T^2$
NA32 [5,6]	230	$\pi^- \text{-Cu}$	20 tot.	$p_T^2, \Delta y, M_{D\bar{D}}$
			584 parc.	$\Delta\eta, \Delta\phi$
E653 [7]	800	$p/\text{Emulsão}$	35 parc.	$\Delta\phi, p_T^2, \Delta y, M_{D\bar{D}}, \cos\theta_{cm}$
WA92 [8]	350	$\pi^- \text{-Cu}$	475 parc.	$\Delta\phi, p_T^2, M_{D\bar{D}}, \Sigma x_F, \Delta x_F, \Delta y$
E791 [9]	500	$\pi^- \text{-núcleon}$	791 tot.	$\Delta\phi, p_T^2, \Sigma p_T^2, \Delta p_T^2, \Delta x_F, \Sigma x_F, \Sigma y, \Delta y, M_{D\bar{D}}, \Delta\phi, \sigma_{D^0\bar{D}^0}, \sigma_{D^0D^-+D+\bar{D}^0}, \sigma_{D+D^-}$
Experimentos de Fotoprodução				
NA14/2 [10]	$\langle 100 \rangle$	$\gamma \text{-núcleon}$	22 tot.	$p_{T(D\bar{D})}, p_{L(D\bar{D})}, M_{D\bar{D}}, \Delta y, \Delta\phi$
E687 [11]	$\langle 200 \rangle$	$\gamma \text{-núcleon}$	325 tot.	$p_T^2, \Delta y, M_{D\bar{D}}, \Delta\phi$
E831 [12]	$\langle 200 \rangle$	$\gamma \text{-núcleon}$	7.000 tot.	$p_T^2, \Delta y, M_{D\bar{D}}, \Delta\phi$

# Capítulo 3

## A Experiência FOCUS/E831

A experiência (de alta estatística) FOCUS (**Photoproduction of Charm in an Upgraded Spectrometer**), também conhecida como experimento E831 [80] do Fermilab, foi um experimento de alvo fixo de fotoprodução de partículas *charmosas*<sup>1</sup>.

O experimento E831 foi uma versão voltada para a melhora do experimento E687 [79], e sua principal meta foi reconstruir completamente  $10^6$  decaimentos de partículas com charme, uma ordem de magnitude a mais do que a geração anterior de experimentos de fotoprodução de charme (E687). O objetivo foi amplamente superado e permitiu à colaboração FOCUS realizar estudos de precisão de decaimentos com charme e canais raros que antes não tinham sido possíveis por falta de estatística.

No experimento E831, um feixe de fótons produzido pelo Tevatron do Fermilab (um dos aceleradores de partículas mais potentes do mundo) colidiu com um alvo fixo formado de segmentos finos de óxido de berílio. Os produtos da colisão, incluindo as partículas com charme, foram então analisados pelo detector de FOCUS. O espectrômetro estava composto de diferentes dispositivos que detectavam a energia depositada pelas partículas que passavam através deles. Esta energia era convertida em sinais eletrônicos que se armazenaram em discos rígidos usando o sistema de aquisição de dados. A informação foi ordenada e copiada em fitas para depois ser processada "off-line". Com isto foi possível obter as variáveis físicas básicas (momento, massa, energia) usadas finalmente na análise mais detalhada dos dados.

---

<sup>1</sup>Partículas que contém o quark *charme* na sua estrutura.



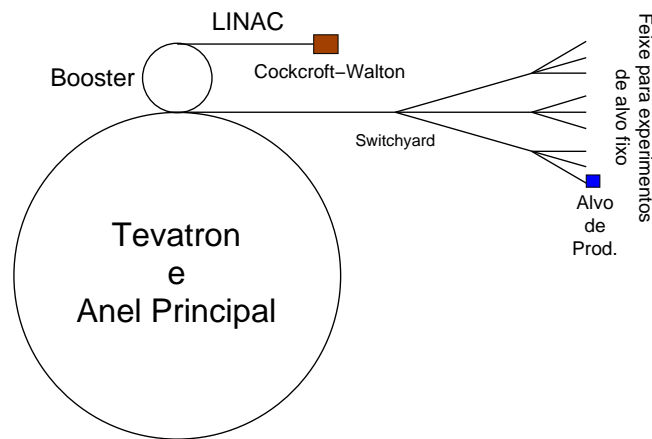


Figura 3.1: Diagrama esquemático do arranjo do acelerador e dos feixes produzidos para os experimentos de alvo fixo.

### 3.1 O Feixe de Prótons

O feixe de fótons usado na experiência FOCUS para produzir partículas com charme, foi gerado a partir de um feixe de prótons. Estes prótons eram acelerados pelo Tevatron até uma energia final de 800 GeV. Para que os prótons atingissem essa energia, requeria-se de uma série de cinco aceleradores, cada um dos quais (a exceção do último) transferia o feixe para o próximo acelerador. A Fig. 3.1 mostra um esquema simplificado dos aceleradores.

**Cockcroft-Walkon:** Neste acelerador, átomos de hidrogênio gasoso eram ionizados pela adição de elétrons (formando íons de hidrogênio  $H^-$ ) e acelerados eletrostaticamente até uma energia de 0,75 MeV através de um sistema de diodos divisores de voltagem, os quais foram usados para produzir uma diferença de voltagem de 750 kV.

**LINAC:** Ao sair do Cockcroft-Walkon, os íons negativos entravam em um acelerador linear de aproximadamente 150 m. de comprimento chamado LINAC (Linear ACelerator), onde eram acelerados até 400 MeV. O LINAC consiste de uma serie alternada de regiões de campos intensos e de campos nulos. Os campos estão alternados de tal forma que os íons de hidrogênio sempre experimentam um campo elétrico acelerador. Após saírem do LINAC, os íons passavam através de uma fina lâmina de chumbo que removia os elétrons do feixe, permitindo que só os prótons continuassem.

**Booster:** O Booster é um síncroton de 150 m. de diâmetro, e que está localizado aproximadamente a 9 m. de profundidade. O Booster acelerava grupos de prótons<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Os prótons viajavam através do Booster umas 20000 vezes até atingir a energia de 8 GeV.

até 8 GeV e os injetava no Anel Principal. Então acelerava outro grupo e os voltava a injetar. Eram necessários 20 destes "pacotes" para encher o Anel Principal.

**Anel Principal (Main Ring):** O Anel principal é um síncrotron de um quilômetro de diâmetro, contendo 1000 eletroímãs convencionais de bobinas de cobre que continuamente desviavam e focalizavam os prótons. O Anel Principal acelerava os prótons até uma energia de 150 GeV.

**Tevatron:** Finalmente os prótons eram injetados dentro do *Tevatron*, um síncrotron de prótons que usa eletroímãs supercondutores e que compartilhou o mesmo túnel do Anel Principal<sup>3</sup>. Os eletroímãs supercondutores são capazes de produzir campos magnéticos muito mais intensos que os eletroímãs convencionais, o que permitiu acelerar os prótons<sup>4</sup> até sua energia final de 800 GeV.

Tudo o processo de aceleração levava uns 40 segundos. No final da aceleração, a extração começava e continuava por aproximadamente 20 segundos. A extração era um processo que desviava o feixe (de tal forma que os prótons eram levados até os experimentos a baixas intensidades instantâneas) e o mandava até as linhas de feixe dos experimentos de alvo fixo.

Através de uma série de dispositivos eletrostáticos e magnetos especializados no "switchyard", o feixe era dividido e direcionado para as três principais áreas chamadas de "Próton", "Nêutron" e "Méson", onde os feixes em cada uma destas três áreas eram divididos novamente em feixes de menor intensidade. The "Wideband Photon Beam" (onde estava localizado o experimento FOCUS) estava localizado na linha de feixe Proton do Fermilab.

A radiofrequência de operação nas cavidades de aceleração do Tevatron era de 53 MHz. Isto significa que os pacotes de prótons (chamados de "buckets") chegavam no experimento em intervalos de tempo regularmente espaçados de 18 ns.

## 3.2 O Feixe de Fótons

O processo para extrair fótons a partir do feixe de prótons que vem do Tevatron implicava várias etapas que envolviam três alvos de produção (além do alvo experimental), portanto, o número de fótons que se obtinha por cada próton era muito

---

<sup>3</sup>O Anel Principal e o Tevatron compartilharam o túnel durante a corrida do experimento FOCUS. Foi depois que se construiu o Injetor Principal (Main Injetor) que se encontra localizado numa área separada.

<sup>4</sup>Dentro do Tevatron as partículas atingem velocidades próximas à da luz no vácuo, e percorrem a circunferência de 4 milhas do Tevatron aproximadamente 47000 vezes por segundo.

baixo. Um *spill*<sup>5</sup> típico do Tevatron entregava cerca de  $5 \times 10^{12}$  prótons sobre o alvo de produção resultando em aproximadamente  $1 \times 10^9$  fótons incidentes sobre o alvo experimental.

Um esquema do feixe de fótons do FOCUS é mostrado na Fig. 3.2. Os prótons primários de 800 GeV de energia que se extraem do Tevatron incidem sobre um alvo de deutério líquido (indicado na figura como alvo de produção), gerando assim diversos tipos de partículas secundárias que incluem fótons de alta energia dos decaimentos de  $\pi^0$ 's ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Ao término desta primeira fase, as partículas carregadas se separam do feixe de partículas neutras mediante eletroímãs. O deutério foi usado por causa de sua alta razão  $A/Z$  (peso atômico/número atômico) que maximiza o número de interações fortes e minimiza as re-interações dos fótons.

O feixe de partículas neutras impacta uma lâmina de chumbo (de comprimento de radiação 50%) chamada "conversor de fótons", onde os fótons interagem para produzir principalmente pares elétron-pósitron. Depois, os elétrons e pósitrons são focalizados por quadrupolos magnéticos para serem desviados da linha principal e divididos simetricamente em dois feixes secundários rodeando um *dump* central (bloco de concreto) colocado sobre a linha principal, para absorver as demais partículas. Com este esquema (de utilizar os feixes de elétrons e pósitrons ao redor do "dump") foi como o feixe de FOCUS conseguiu dobrar a intensidade do feixe do experimento E687 [81]. As partículas neutras que não interagem no conversor (K,  $\gamma$ , etc.) são absorvidas no "dump".

Os feixes de elétrons e pósitrons passam através dos dipolos magnéticos que os redirecionam à trajetória original, onde um sistema de quadrupolos refocaliza o feixe. Este feixe incide sobre um radiador de chumbo (de comprimento de radiação 20%), onde mediante o processo de *bremsstrahlung*, se produzem os fótons que depois incidem sobre o alvo experimental. Os elétrons e pósitrons desviam-se do feixe de fótons por meio de um dipolo magnético e são absorvidos nos calorímetros eletromagnéticos (RESH e POSH) para medidas de posição e energia. Medindo e comparando as energias dos elétrons e pósitrons antes e depois da interação com o radiador, pode-se estimar a energia perdida por *bremsstrahlung* e calcular evento por evento a energia dos fótons. A energia média dos fótons produzidos pelo feixe de elétrons incidentes de 300 GeV é aproximadamente 175 GeV.

Este sistema de produção multi-etapa do feixe de fótons foi escolhido para se obter uma amostra limpa de fótons. Um inconveniente deste sistema foi que para

---

<sup>5</sup>Processo no qual os prótons extraídos do Tevatron são enviados para a linha de feixe do FOCUS

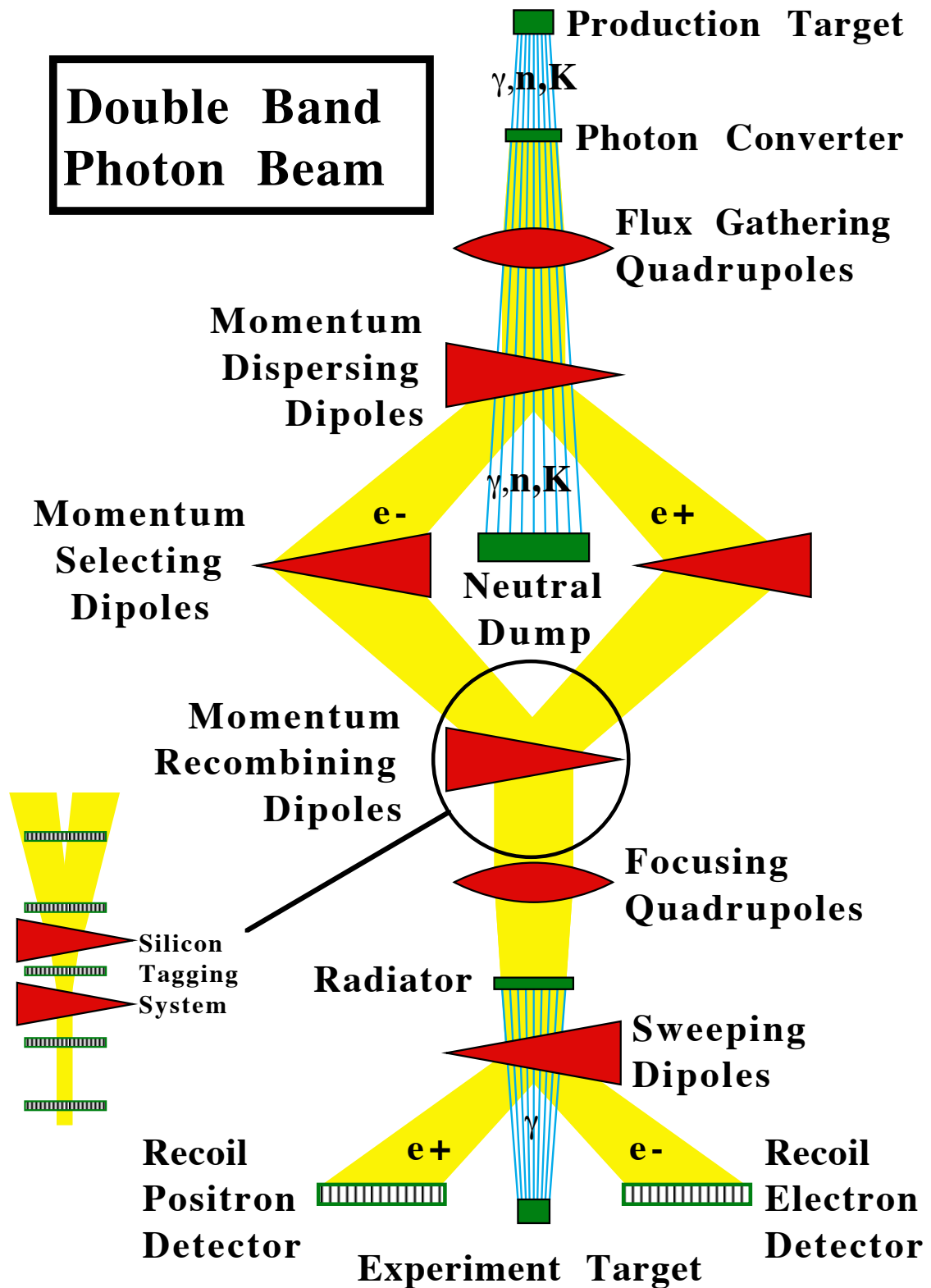


Figura 3.2: Vista esquemática dos principais elementos do feixe de fótons do experimento FOCUS.

ter um feixe de fótons de intensidade suficientemente alta para produzir uma quantidade considerável de partículas com charme, o sistema de transporte que desvia os elétrons e pósitrons ao redor do "dump" deve aceitar elétrons e pósitrons em uma ampla faixa de momento (centrado ao redor dos 263 GeV para elétrons e 273 GeV para pósitrons, com uma dispersão do momento de aproximadamente  $\pm 15\%$ ). Portanto, há uma incerteza implícita na energia do elétron/pósitron, e para medir esta energia com mais precisão requerem-se detectores adicionais. Com este sistema de produção do feixe, a contaminação do feixe de fótons por hádrons é muito baixa, de tal forma que a produção de partículas com charme é devida principalmente a interações de fótons. A principal contaminação é devida a nêutrons.

A parte do sistema desde o alvo de produção até os dipolos que recombina o feixe de elétrons e pósitrons fica no vácuo, e dos dipolos até o alvo experimental, o feixe se encontra num ambiente cheio de hélio para minimizar as interações com o ar [81].

### 3.3 O Espectrômetro FOCUS

O espectrômetro da experiência FOCUS/E831 de alvo fixo do Fermilab foi empregado para estudar a fotoprodução de charme usando um feixe de fótons com uma energia média de 175 GeV. O aparato, de grande abertura angular, media aproximadamente 30 m. de comprimento (Fig. 3.3), e foi capaz de detectar partículas produzidas nas interações da colisão do feixe de fótons com um alvo segmentado de óxido de berílio. O detector permitiu uma boa reconstrução das trajetórias (*tracking*) e uma excelente identificação de hádrons e léptons carregados.

Após a colisão fóton-núcleon, as partículas carregadas produzidas foram rastreadas usando dois sistemas de detectores de microtiras de silício altamente segmentados. Estas partículas eram desviadas por dois eletroímãs de polaridade oposta e rastreadas por cinco câmaras de fios proporcionais para medir seu momento. A identificação das partículas foi realizada por três contadores Čerenkov. Para detectar fótons e elétrons se usou dois calorímetros eletromagnéticos. Para registrar a energia hadrônica total liberada na interação se usou um calorímetro hadrônico.

O espectrômetro FOCUS foi uma versão melhorada do espectrômetro da experiência E687 [79]. Embora a maioria dos detectores usados na FOCUS foram usados na E687<sup>6</sup>, também se introduziram novos detectores.

---

<sup>6</sup>A maior parte destes detectores e componentes foram melhorados para FOCUS [82].

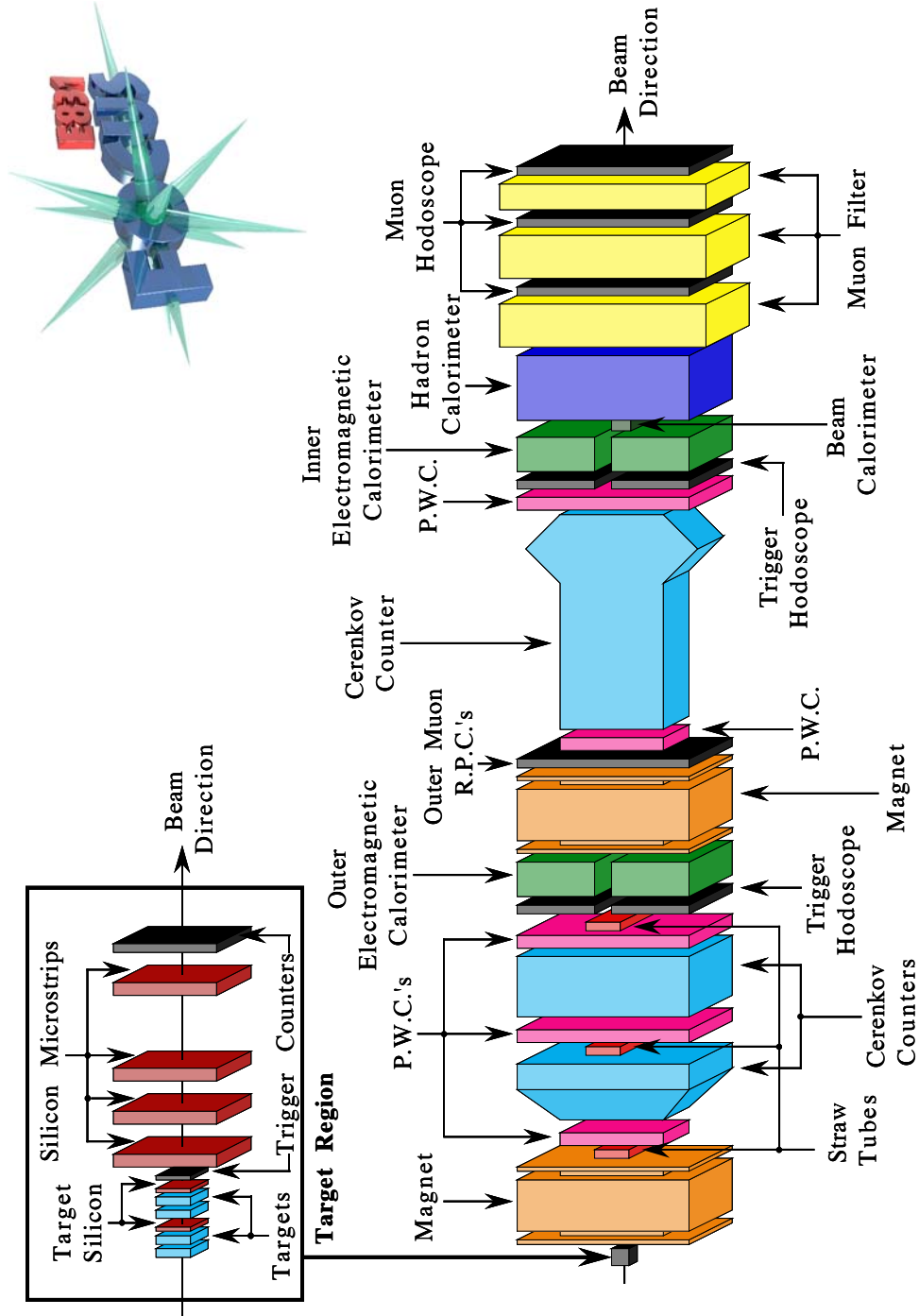


Figura 3.3: Visão geral dos elementos do espectrômetro da experiência FOCUS. O gráfico menor na parte superior mostra uma vista mais detalhada da região do alvo.

### 3.3.1 O Sistema de Rastreamento de Microtiras de Silício

O rastreio das trajetórias de partículas e identificação de vértices se realizou através de dois sistemas de detectores de microtiras de silício do alvo. O primeiro sistema ficou localizado entre os segmentos do alvo experimental e foi conhecido como *Target Silicon*, TS, o segundo ficou localizado além do alvo (na direção do feixe) e foi conhecido como detector de microtiras de silício (*Silicon Microstrips Detector*), SSD.

#### Target Silicon (TS)

O detector target silicon era formado por um sistema de planos de microtiras de silício intercalados entre os segmentos do óxido de berílio. Seu uso permitiu identificar decaimentos de partículas com charme com uma alta resolução, e assim incrementar a "aceitancia" geométrica do espectrômetro. O uso deste sistema melhorou a resolução espacial transversal por um factor maior do que dois, e a resolução de massa por mais de 10%. O TS só foi instalado em 1997, e portanto, só 2/3 dos dados registrados contém informação deste detector. O TS consistiu de duas estações de planos detectores de silício. Cada estação tinha dois planos orientados  $\pm 45^\circ$  em relação à horizontal, e cada plano tinha 1024 tiras de 50 mm de comprimento separadas  $25 \mu\text{m}$  entre si. A área ativa de cada plano era de  $50 \times 25 \text{ mm}^2$ . Cada plano detector de microtiras de silício também atuava como alvo ativo que podia produzir partículas com charme (ou outras) quando os fótons do feixe incidente interagiam no detector.

A primeira estação do TS estava localizada entre o segundo e o terceiro segmento do alvo de óxido de berílio. A segunda estação ficava localizada após do último segmento do alvo e antes do primeiro contador cintilador TR1 usado para gatilho (Ver detalhe na Fig. 3.3).

#### Detector de Microtiras de Silício (SSD)

O detector de microtiras de silício (SSD) era composto por um sistema de planos detectores de alta resolução e proporcionou informação para reconstruir e separar os vértices de produção e decaimento das partículas. Cada plano detector era uma estrutura multidiodo sobre uma base de silício de alta resistividade e operada sob polaridade inversa. Quando uma partícula carregada passava através do silício criava pares elétron-buraco que podiam ser detectados como sinais eletrônicos.

Os planos do SSD ficavam situados após o alvo (segundo a direção do feixe)

e antes do primeiro eletroímã. O SSD consistiu de quatro estações de três planos cada um. Em cada estação os planos estavam orientados para medir coordenadas a ângulos de  $-135^\circ$ ,  $-45^\circ$  e  $-90^\circ$  em relação à horizontal. Dentro de cada estação os planos ficavam separados 5 mm entre eles.

Cada plano tinha duas regiões, uma região interna de microtiras de silício mais próximas umas as outras, e uma região externa com microtiras mais espaçadas. A primeira estação tinha tiras espaçadas  $25\ \mu\text{m}$  na região interna, e  $50\ \mu\text{m}$  na região externa. As outras três estações tinham espaçamento de  $50\ \mu\text{m}$  na região interna e  $100\ \mu\text{m}$  na externa. Cada um dos doze planos contava com 688 canais de leitura. A região central dos planos detectores tinham uma resolução mais alta do que na região externa devido a que nesta região se concentrava o maior número de trajetórias de partículas.

Como os três planos da primeira estação tinham uma segmentação de canais mais densa do que os planos restantes, esta estação era a mais importante para determinar o erro (extrapolado) associado na estimativa das coordenadas do vértice de produção. A alta resolução conseguida com este detector permitiu determinar os vértices com uma precisão de aproximadamente  $10\ \mu\text{m}$  na direção transversal ao feixe e  $500\ \mu\text{m}$  na direção do feixe. Estas resoluções foram ainda melhoradas pela incorporação da informação do detector target silicon.

A Fig. 3.4 mostra a configuração final do alvo usado no experimento FOCUS.

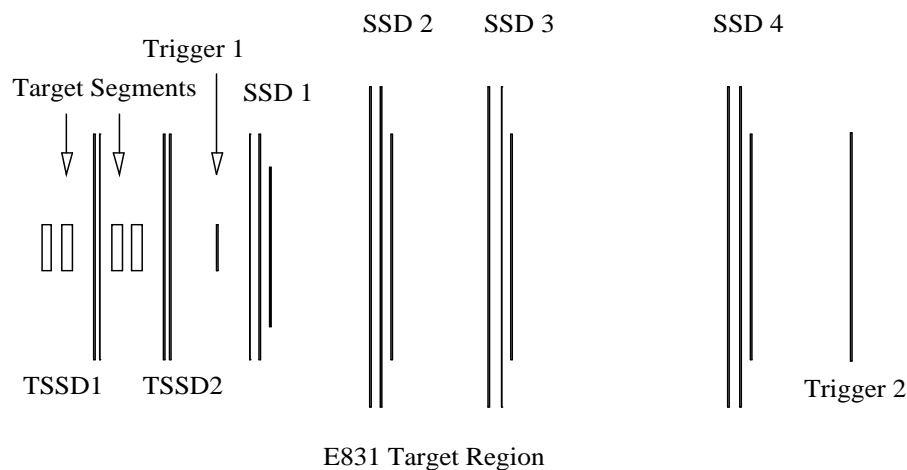


Figura 3.4: Diagrama da região do alvo do experimento FOCUS. Pode-se observar os alvos de berílio ( $\text{BeO}$ ), os planos dos detectores target silicon (TS), os planos de microtiras de silício (SSD). O feixe de fótons incidia de esquerda para direita.



### 3.3.2 As Câmaras de Fios Proporcionais (PWC)

O sistema de câmaras proporcionais de fios (*Multiwire Proportional Chambers*, PWC) permitiu reconstruir as trajetórias das partículas carregadas através do espectrômetro, e estava composto de cinco câmaras de fios. Para poder determinar com precisão a trajetória das partículas, cada câmara tinha quatro planos por estação, onde cada plano estava formado por fios orientados a diferentes ângulos:  $0^\circ$  (plano  $X$ ),  $90^\circ$  (plano  $Y$ ) e  $\pm 11,3^\circ$  (planos  $U$  e  $V$  respectivamente) em relação à horizontal. Estas estações eram identificadas como P0, P1, P2, P3 e P4.

As câmaras P0 e P3 (chamadas estações tipo I) ficavam localizadas após o primeiro e segundo eletroímã respectivamente. Estas câmaras tinham aberturas centrais de aproximadamente 76 cm por 127 cm. Os fios tinham um diâmetro de 0,02032 mm e estavam espaçados 2,032 mm entre eles. As câmaras P1, P2 e P4 (estações tipo II) tinham aberturas de 152 cm por 229 cm. Os fios nestas câmaras tinham diâmetros de 0,0254 mm com um espaçamento entre eles é 3,3 mm. P1 e P2 ficavam localizados entre P0 e o segundo eletroímã. P4 estava situada após o último detector Čerenkov. O gás utilizado nas câmaras foi uma mistura de 75% de argônio e 25% de etano.

O arranjo das câmaras permitiu medir o momento das partículas que tinham trajetórias com ângulos pequenos em relação ao feixe e passavam através dos dois eletroímãs (medidas em P0, P1, P2, P3 e P4), e o momento das partículas com trajetórias de maior ângulo que passavam apenas pelo primeiro eletroímã (medidas em P0, P1 e P2). Este arranjo é mostrado na Fig. 3.5.

### 3.3.3 As Câmaras Straw Tubes

A maior fonte de ruído (background) na experiência era devido à alta produção de pares  $e^+e^-$ , e se concentrava principalmente na região central do espectrômetro. Achava-se que o sistema de PWC's não seria capaz de suportar esta alta produção de partículas, e foi por causa disso que se introduziu um conjunto de três câmaras *straw tubes*, ST0, ST1 e ST2, para cobrir a região onde se concentravam os pares  $e^+e^-$  de cada uma das três primeiras PWC's.

As câmaras "straw tubes" trabalhavam de forma similar às PWC's, mas em vez de usar a alta voltagem em um plano, a alta voltagem era mantida em um fio no centro de um tubo cilíndrico (straw). Os straws eram operados com uma mistura de gás de 50% de argônio e 50% de etano.

As três câmaras straw tubes ficavam localizados depois das três primeiras es-

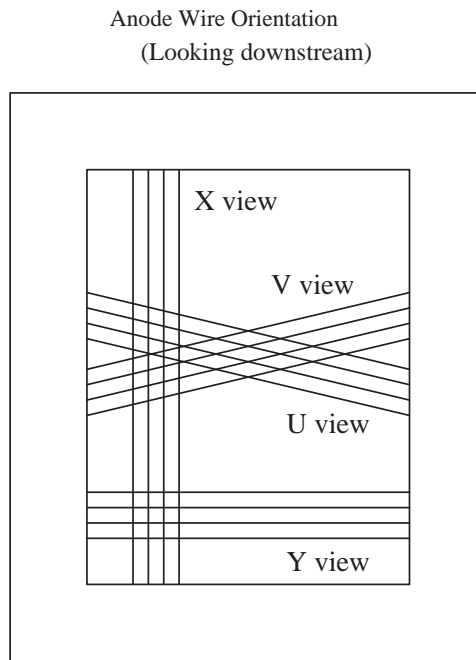


Figura 3.5: Orientações dos quatro planos da Câmara de fios Proporcionais (PWC).

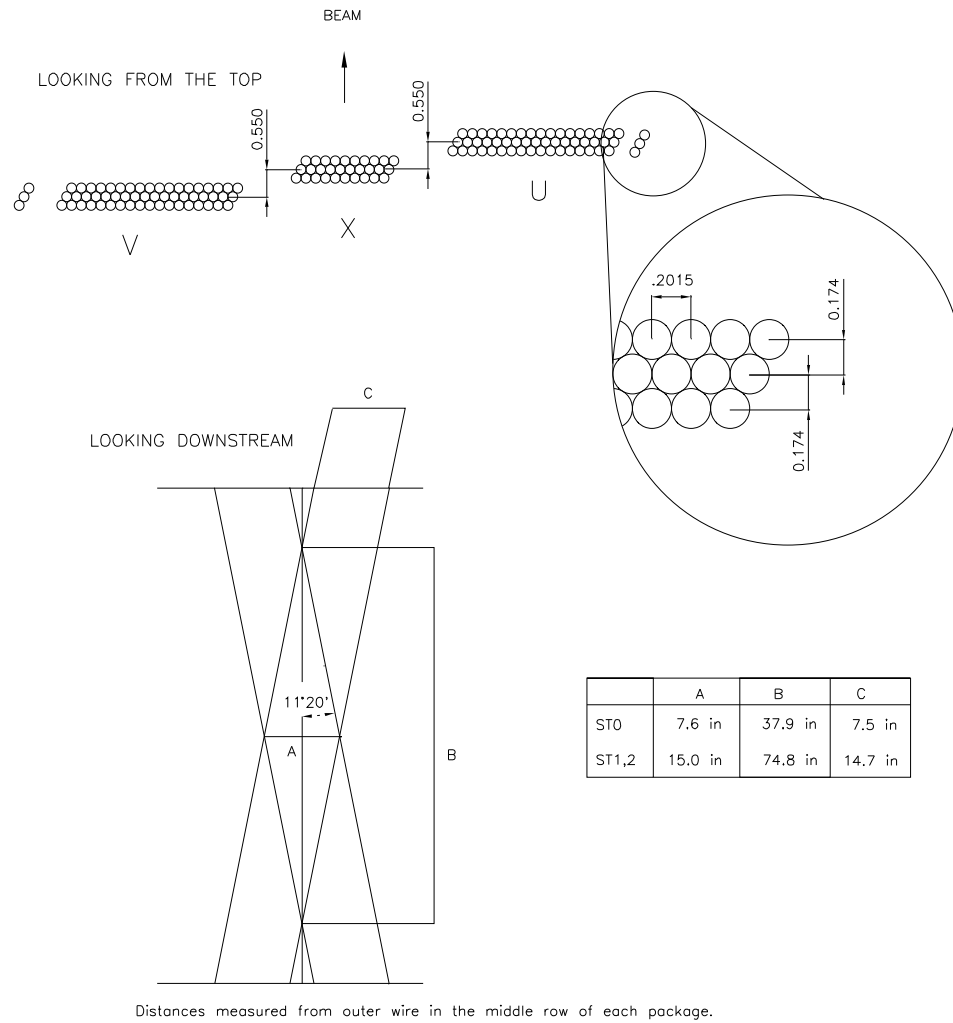
tações de PWC's. Cada câmara tinha três planos por estação, um vertical e dois alinhados simetricamente a  $\pm 11,3^\circ$  da vertical. O sistema completo de straw tubes continha 1206 canais.

Como as PWC's da FOCUS foram capazes de suportar a alta produção de partículas, o principal papel das câmaras de straw tubes foi aumentar a redundância das medidas e melhorar a determinação da trajetória das partículas, principalmente para identificar trajetórias falsas. Na Fig. 3.6 é mostrado um esquema dos detectores straw tubes.

### 3.3.4 Os Electroímãs

Para determinar o momento das partículas carregadas, a experiência FOCUS utilizou dois potentes electroímãs de alta corrente e grande abertura angular. O momento das partículas era determinado medindo o desvio destas ao passarem pelos campos magnéticos dos dois electroímãs M1 e M2 do espectrômetro. O primeiro electroímã (M1), ficava logo depois do SSD, e o segundo (M2), ficava no meio do espectrômetro, entre a terceira e a quarta câmara de fios proporcionais (Fig. 3.3).

Para fazer a análise completa do momento das partículas carregadas, usou-se a informação dos electroímãs e dos sistema de rastreamento de partículas que serviu para reconstruir as trajetórias.



UNITS = INCHES

Figura 3.6: Diagrama dos detectores Straw tubes.

Os eletroímãs tinham polaridades opostas e desviavam as partículas carregadas em direções opostas no plano vertical. A forma em que foram arranjados os eletroímãs permitiu que as trajetórias das partículas carregadas voltassem a sua posição não defletada (após o segundo eletroímã) e conseguissem passar pelos detectores que ficavam na parte final do espectrômetro. Esta configuração permitiu medir a energia total do evento utilizando os calorímetros localizados ao final do espectrômetro.

Uma consideração importante no "design" de muitos dos detectores é o background dos pares  $e^+e^-$ , já que geralmente a região dos pares fica sem instrumentação. No espectrômetro da FOCUS não foi usado nenhum dispositivo de rastreamento dentro dos eletroímãs. Para reduzir a dispersão múltipla de Coulomb das

partículas carregadas que atravessavam esta região usaram-se finos sacos plásticos cheios de hélio.

### 3.3.5 Os Contadores Čerenkov

Em FOCUS foram utilizados três contadores Čerenkov para discriminar partículas carregadas: elétrons, píons, káons e prótons. Uma descrição detalhada dos detectores Čerenkov assim como os algoritmos usados para identificar as trajetórias das partículas na experiência FOCUS se encontram na Ref. [83].

Os detectores Čerenkov, identificados como C1, C2 e C3, eram operados a pressão atmosférica e em modo limiar. Os gases dentro dos contadores foram escolhidos de tal forma que diferentes índices de refração (i.e. diferentes velocidades da luz) possam estabelecer diferentes momentos nos quais os píons, káons e prótons radiem luz Čerenkov. (Vide Tab. 3.1)

Os detectores Čerenkov C1 e C2 estavam localizados entre os eletroímãs (M1 e M2), enquanto que o contador C3 foi localizado depois do segundo eletroímã (M2). Os contadores C1 e C2 podiam detectar todas as trajetórias carregadas que foram em sua maioria reconstruídas pela FOCUS. Só trajetórias de alto momento foram identificadas pelo contador C3.

Tabela 3.1: Especificações dos detectores Čerenkov. O limiar de momento para as três partículas carregadas mais relevantes é o raio do cone Čerenkov para uma trajetória com  $\beta = 1$  para cada contador.

Detector	Gás	P <sub>Threshold</sub> (GeV/c)			Número de Células	Raio Čerenkov (cm)
		$\pi$	$K$	p		
C1	58%He - 42%N <sub>2</sub>	8,4	29,7	56,5	90	3,0
C2	N <sub>2</sub> O	4,5	15,9	30,2	110	5,8
C3	He	17,4	61,5	117	100	5,6

Quando uma partícula carregada atravessa um certo material com índice de refração  $n$  emitirá radiação Čerenkov se sua velocidade é maior que a velocidade da luz nesse meio. A luz emitida é:

$$\beta = \frac{Pc}{E} \geq \beta_{threshold} = \frac{1}{n} \quad (3.1)$$

Ou de forma equivalente se o momento é tal que:

$$P \geq P_{threshold} = \frac{m_0c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.2)$$

onde  $m_0$  é a massa da partícula e  $P$  o seu momento. A radiação Čerenkov é emitida em um ângulo bem definido,  $\theta_c$ , dado pela expressão:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (3.3)$$

assim, usando a direção de uma trajetória pode-se calcular a posição onde deveria aparecer a luz Čerenkov no detector.

Conhecendo o momento da partícula (com ajuda das PWC's e do desvio das trajetórias nos campos magnéticos de M1 e M2) é possível inferir a sua massa examinando se a partícula emite ou não radiação em cada um dos contadores Čerenkov. Fig. 3.7 ilustra o ângulo de Čerenkov.

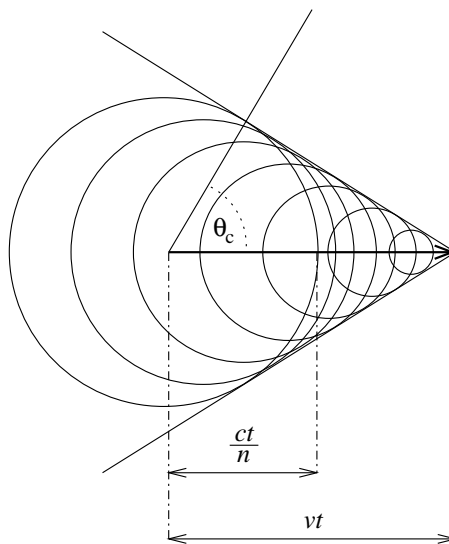


Figura 3.7: Origem da radiação Čerenkov. A figura mostra os campos elétricos (círculos) saindo da partícula carregada em movimento ao longo da linha horizontal. Quando a velocidade da partícula excede  $c/n$ , se produz uma onda de choque que resulta na propagação de energia eletromagnética (luz) em um ângulo  $\theta_c$ .

O uso dos três detectores permite realizar a identificação de uma partícula de um certo momento com maior precisão devido aos diferentes limiares de emissão de radiação. O limiar de radiação em cada detector foi determinado pelo tipo de gás empregado em cada um deles. Os valores de limiar para C1, C2 e C3 foram escolhidos para que maximizassem a faixa de momento de identificação das partículas.

A Tab. 3.2 mostra a faixa de momento no qual as partículas podem ser identificadas ou identificadas com alguma ambiguidade. A identificação se dá em termos das trajetórias das partículas que atravessam três ou cinco câmaras (PWC's) baseada no limiar de momento dos detectores.

Tabela 3.2: Faixa de momento para identificação de partículas no sistema Čerenkov.

Identificação definida de Čerenkov (Faixa de momento (GeV/c))				
	$e$	$\pi$	$K$	$p$
3-chamber	0,16 - 8,5	4,5 - 8,5	16,2 - 29,9	16,2 - 56,8
5-chamber	0,16 - 17,0	4,5 - 17,0	16,2 - 56,8	16,2 - 56,8 e 61,0 - 116,2
Identificação ambígua de Čerenkov (Faixa de momento (GeV/c))				
	$e/\pi$	$e/\pi/K$	$K/p$	$\pi/K/p$
3-chamber	8,5 - 29,9	29,9 - 56,8	4,5 - 16,2	0,16 - 4,5
5-chamber	17,0 - 61,0	61,0 - 116,2	4,5 - 16,2	0,16 - 4,5

### 3.3.6 Os Calorímetros

A experiência FOCUS utilizou três calorímetros durante a tomada de dados: o calorímetro eletromagnético externo (*Outer Electromagnetic Calorimeter, OE*), o calorímetro eletromagnético interno (*Inner Electromagnetic Calorimeter, IE*) e o calorímetro hadrônico (*Hadronic Calorimeter, HC*).

Os calorímetros medem a energia das partículas por processos destrutivos. Ao passarem as partículas pelo calorímetro estas interagem com o material do que esta feito o detector, tendo como resultado a emissão de várias outras partículas e a conseqüente perda de energia. Portanto era preciso que os calorímetros no espectrômetro ficassem após do sistema de rastreamento de partículas carregadas e do sistema Čerenkov de identificação de partículas.

Nos calorímetros eletromagnéticos as reações relevantes são o processo de bremsstrahlung ( $e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$ ) e a conversão de pares ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ). Os calorímetros hadrônicos se baseiam nas interações fortes de hádrons que produzem outros hádrons (típicamente píons). Em ambos casos, se conta o número final de partículas carregadas (luz produzida no cintilador) e se infere a energia devido a que o número de partículas é proporcional à energia incidente.

Quando os elétrons atravessam um meio material podem perder energia de duas formas: por ionização (dada pela fórmula de Bethe-Bloch [16]), e pelo processo de radiação ou bremsstrahlung. As colisões radiativas dos elétrons acontecem principalmente com os núcleos atômicos do meio. O campo elétrico nuclear desacelera o elétron fazendo com que este perca energia, energia que é logo irradiada na forma de um fóton. É daí que provém o termo bremsstrahlung (radiação de freiagem).

A energia perdida por radiação de um elétron que atravessa um meio de com-

primento  $dx$  é [16]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = -\frac{E}{X_0} \quad (3.4)$$

onde  $X_0$  é o comprimento de radiação<sup>7</sup>. Da equação anterior pode-se derivar que a energia média de um feixe de elétrons com uma energia inicial  $E_0$  depois de atravessar um meio de comprimento  $x$  é:

$$\langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right) \quad (3.5)$$

Desta forma, o comprimento de radiação  $X_0$  pode ser definido simplesmente como o comprimento que reduz a energia média de um feixe de fótons em um fator de  $e$ <sup>8</sup>.

Como a taxa de perda de energia por ionização para elétrons rápidos  $(dE/dx)_{ion}$  é aproximadamente constante, enquanto que a perda de energia por radiação  $(dE/dx)_{rad} \propto E$ , então para altas energias, o processo dominante é este último.

No experimento FOCUS, os fótons e elétrons foram detectados usando dois calorímetros: o IE que cobriu a região das trajetórias das partículas que saíam com ângulos pequenos, e o OE que cobriu a região de grandes ângulos. O calorímetro também teve um papel importante na reconstrução de partículas neutras, devido a que estas não produziam ionização nos sistemas de rastreamento das trajetórias.

### O Calorímetro Eletromagnético Externo (Outer Electromagnetic Calorimeter, OE)

O calorímetro eletromagnético externo detectou as partículas eletromagnéticas a grandes ângulos. Ficou localizado antes do segundo eletroímã (M2). Suas dimensões eram de 255 cm na horizontal e 205 cm na vertical. Este calorímetro tinha também uma abertura interna de 51 cm por 88 cm igual às dimensões do M2. Esta abertura permitia a passagem das partículas de trajetórias de ângulos pequenos sem afetá-las. Só os elétrons e fótons fora da aceitação de M2 geravam cascatas eletromagnéticas no OE. Além da abertura central havia uma separação central regulável (colocada a 9 cm) ao longo do eixo vertical, o qual evitava que pares

<sup>7</sup> $X_0$  está definido como:

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z(Z+1)r_e^2 N_0}{137A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$$

onde  $r_e^2 = e^2/mc^2$  é o raio clássico do elétron,  $Z$  e  $A$  são o número e o peso atômico do material respectivamente, e  $N_0$  é o número de Avogadro.

<sup>8</sup>Valores de  $X_0$  para vários materiais podem ser encontrados na Ref. [16]

$e^+e^-$  das conversões do feixe de fótons produzissem cascatas no calorímetro. Mais detalhes sobre o OE podem ser encontrados na Ref. [84]. Na Fig. 3.8. se mostra uma vista lateral das camadas que compunham o calorímetro eletromagnético externo.

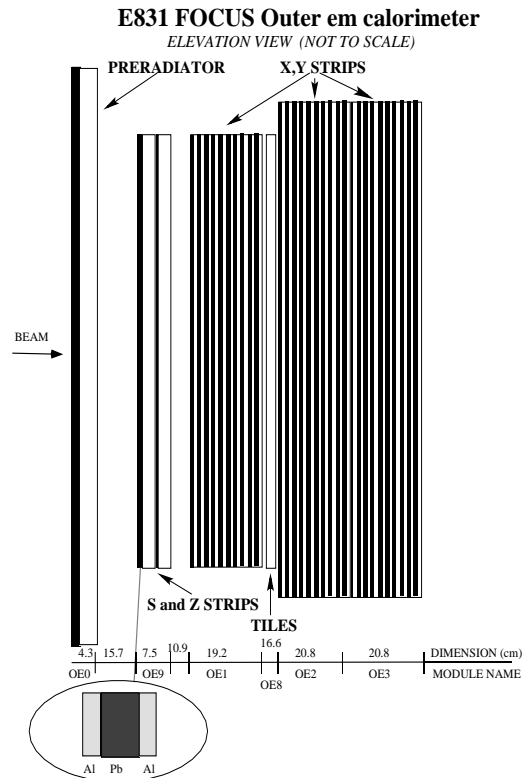


Figura 3.8: Vista lateral do calorímetro eletromagnético externo mostrando a disposição de várias camadas de cintilador.

### O Calorímetro Eletromagnético Interno (Inner Electromagnetic Calorimeter, IE)

O calorímetro eletromagnético interno cobria o ângulo sólido central e dava informação sobre as partículas eletromagnéticas que passavam através das aberturas de ambos electroímãs. O IE estava composto de 802 blocos de *lead glass*<sup>9</sup> arranjados em uma geometria tipo pilha. O arranjo foi formado por 37 blocos verticais e 22 blocos horizontais. Havia uma separação vertical de 14 cm de largura na região central, o que permitia que os fótons do feixe que não interagem e os pares  $e^+e^-$  passem através do calorímetro. O IE, incluindo o processo de construção é descrita na Ref. [85].

<sup>9</sup> Vidro que contém uma alta proporção de óxido de chumbo e tem uma extraordinária transparência e brilhância.



### O Calorímetro Hadrônico (Hadron Calorimeter, HC)

O propósito do calorímetro hadrônico foi identificar (e registrar) os eventos hadrônicos (i.e. eventos contendo hádrons no estado final) dos quais aproximadamente só 1% continham partículas com charme. Assim, sua função principal foi rejeitar os eventos puramente eletromagnéticos não desejados, os quais representavam o maior ruído de fundo (background) da experiência. Ao requerer que a energia hadrônica depositada no HC supere um valor de limiar de aproximadamente 20 GeV, se conseguiu rejeitar de forma efetiva aqueles eventos puramente eletromagnéticos.

O HC consistiu de 28 placas de ferro usadas como absorventes intercaladas com planos de plástico cintilador que agiam como material sensível. Os planos cintiladores eram compostos de blocos que registravam os sinais por fibras ópticas. A geometria do HC permitiu também medir a energia total e a energia transversal depositada. Além disso, o HC também forneceu informação para a reconstrução da posição das cascatas e para a identificação de múons. Uma descrição mais detalhada sobre o calorímetro hadrônico pode ser encontrada nas Refs. [86] e [87].

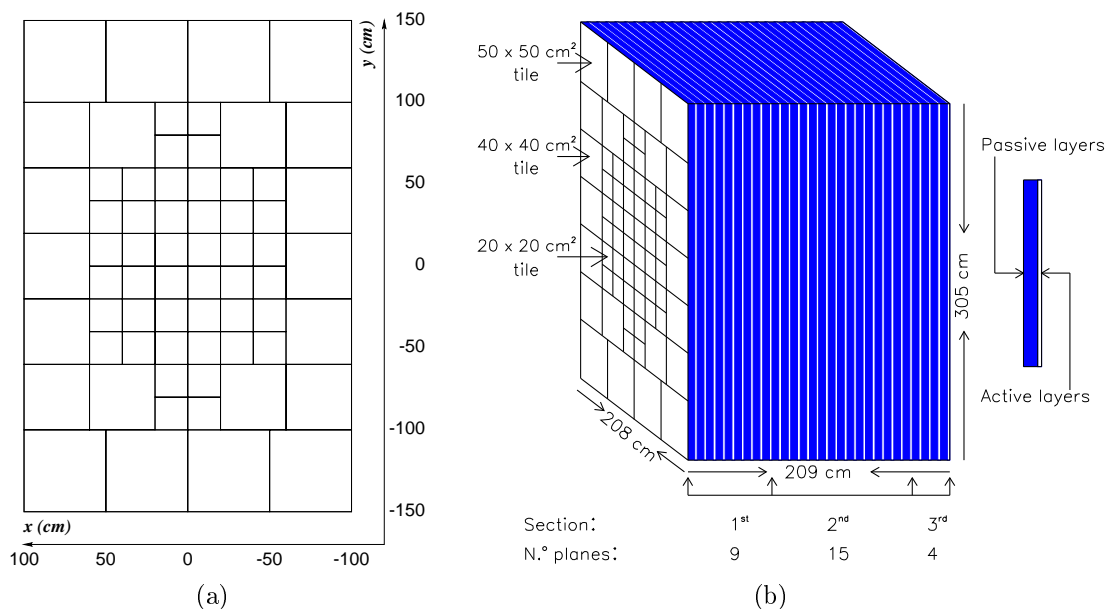


Figura 3.9: Vistas esquemáticas do calorímetro hadrônico, visto pelo feixe (3.9(a)) e visto de lado (3.9(b)).

### 3.3.7 O Sistema de detectores de Múons

O último detector da E831 foi o sistema de múons. Este sistema baseou-se no grande poder de penetração dos múons para diferenciá-los de outras partículas car-

regadas (elétrons e hádrons). O método para detectar múons consistiu em colocar detectores de partículas carregadas por trás de uma grande quantidade de material de blindagem, tipicamente aço.

FOCUS usou dois sistemas detectores de múons. O sistema de múons interno que usou elementos comuns de detectores cintiladores e foi usado para identificar múons com ângulos pequenos, e o sistema de múons externo que fez uso de placas resistivas para detectar a passagem dos múons a grandes ângulos.

### 3.3.8 O Gatilho (Trigger)

O gatilho é um mecanismo que serve para disparar a aquisição de dados, de forma a selecionar e armazenar eventos de interesse. No caso do FOCUS foram os eventos que continham partículas com charme. Em FOCUS o número de interações por spill produzidas pelo feixe de fótons que colidiu com o alvo experimental era extremamente alto  $\sim 100 \times 10^6$ , das quais somente  $\sim 30 \times 10^3$  eram interações hadrônicas. Como o sistema de aquisição de dados não podia operar a uma taxa tão alta de produção, o gatilho fazia uma escolha dos eventos que registraria nas fitas. O processo de seleção foi realizado em duas etapas sucessivas.

Os principais elementos do gatilho no FOCUS foram:

- **TR1, TR2**

TR1 e TR2 eram contadores cintiladores. TR1 identificava se alguma interação tinha acontecido no alvo. TR2 indicava se uma partícula carregada havia atravessado o SSD e entrado na abertura de M1.

- **OH**

O OH era um plano hodoscópio cintilador com uma abertura central que coincidia com a abertura do OE. O sinal de OH significava que pelo menos uma partícula passou através do arranjo OH.

- **H  $\times$  V**

Era um arranjo de planos cintiladores. O arranjo detectava trajetórias de partículas que viajavam através do espectrômetro na região de ângulos pequenos e fora da região dos pares.

- **IM1, IM2**

Estes hodoscopios ficavam no detector interno de múons. Os sinais correspondentes ao IM eram chamadas de IM1 e IM2, e significava que pelo menos um ou dois múons foram observados na região interna.

- **OM1, OM2**

O detector de múons externo (Outer Muon system, OMU) também foi usado como gatilho. OM1 requeria que ao menos um módulo de RPC fosse atingido. OM2 requeria que dois módulos não adjacentes foram atingidos.

- **AM, AMD**

Para reduzir o número de eventos registrados (triggered) devido aos múons que vinham do alvo de produção primária foi preciso um método confiável para detectar os múons que ingressavam no espectrômetro. O AM e AMD eram hodoscópios cintiladores, uma coincidência entre estes hodoscópios significava que um *halo de múons*<sup>10</sup> estava presente no espectrômetro.

Como se mencionou anteriormente, a decisão do gatilho para guardar (registrar) um evento foi feita em duas etapas. O primeiro nível do gatilho ou primeira etapa foi conhecida como *Master Gate* (MG). A decisão MG se realizou dentro de 200 ns a partir da interação. O tempo de percurso através do espectrômetro era aproximadamente 160 ns, o qual deixava 40 ns para a tomada de decisão. Se o evento passava pelo critério de seleção do MG, então começava o processo de leitura.

No segundo nível do gatilho, a decisão era realizada 1.2  $\mu$ s depois que a decisão do MG era feita. Se um evento passava o segundo nível do gatilho a leitura continuava. Se este gatilho falhava, a leitura eletrônica era apagada e restaurada (*reset*). O processo de *reset* levava 1  $\mu$ s.

### Primeiro nível do Gatilho

Para formar o MG foram usados os seguintes sinais:

**TR1:** gatilho sobre existência de interações no alvo

**TR2:** gatilho sobre existência de partículas além do SSD

**OH1:** ao menos uma partícula na região externa

**(H × V)<sub>1</sub>:** ao menos uma partícula na região interna

**(H × V)<sub>2</sub>:** ao menos duas partículas na região interna

**E<sub>HI</sub>:** energia hadrônica acima de um limiar elevado

**E<sub>LO</sub>:** energia hadrônica acima de um um limiar baixo (energia mínima)

**E<sub>IE</sub>:** energia eletromagnética acima do limiar

**IE<sub>2</sub>:** ao menos 2 sinais no IE

**IM<sub>1</sub>:** ao menos 1 sinal nos contadores IM

---

<sup>10</sup>Múons produzidos no alvo de produção primária, i.e. antes de atingirem o alvo experimental

**IM<sub>2</sub>**: ao menos 2 sinais nos contadores IM

**OM<sub>1</sub>**: ao menos 1 sinal no arranjo OM

**OM<sub>2</sub>**: ao menos 2 sinais no arranjo OM

**2B**: requerimento de dois corpos

$$2B \equiv (H \times V)_2 + [(H \times V)_1 \cdot OH_1]$$

A Tabela 3.3 mostra os sete gatilhos usados na experiência FOCUS. Na tabela, os MG denotados como PS (prescaled) foram usados para calibração.

Tabela 3.3: Master Gate do experimento FOCUS.

Trigger	Definição	Sinais físicos
MG1	TR1·TR2·2B·E <sub>HI</sub>	gatilho hadrônico
MG2	TR1·TR2·2B·IE <sub>2</sub>	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
MG3	TR1·TR2·[IM <sub>1</sub> + OM <sub>1</sub> ]·E <sub>LO</sub>	decaimentos semimuônicos
MG4	TR1·TR2·2B·[IM <sub>2</sub> + OM <sub>2</sub> + IM <sub>1</sub> · OM <sub>1</sub> ]	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
MG5	TR1·TR2	pares $e^+e^-$ (PS)
MG6	TR1·TR2·2B	evento de dois corpos (PS)
MG7	TR1·TR2·[IM <sub>1</sub> + OM <sub>1</sub> ]	evento de um múon (PS)

### Segundo nível do Gatilho

Para o segundo nível do gatilho se considerou:

**MULT<sub>n</sub>**: Sinais suficientes para pelo menos  $n$  trajetórias nas PWC's.

**AM·AMD**: Não halo de múons

**IM(E+W)**: Excluir sinais em ambas metades dos gatilhos IM

**E<sub>IE-2</sub>**: Melhor soma da energia eletromagnética

Usando esta informação junto com os MG<sup>11</sup> se formou o segundo nível do gatilho, mostrado na Tabela 3.4.

### 3.3.9 O Sistema de Aquisição de Dados

FOCUS tomou dados de julho de 1996 até agosto de 1997. Foram gravados um total de 6.6 mil milhões de eventos em aproximadamente 6.000 fitas de dados brutos (*raw-data tapes*).

Quando um evento era aceito pelos critérios de seleção do gatilho todos os sinais eletrônicos dos diferentes detectores que foram produzidos por aquele evento deveriam ser guardados para análise posterior. Esta foi a tarefa do sistema de aquisição

<sup>11</sup>Nem todos os MG foram utilizados para o gatilho final

Tabela 3.4: Segundo nível do gatilho na experiência FOCUS.

Trigger	Definição	Sinais físicos
TRIG1	$MG1 \cdot E_{IE-2} \cdot MULT4$	gatilho hadrônico
TRIG2	$MG2 \cdot (H \times V)_2 \cdot E_I$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
TRIG4	$MG4 \cdot IM_2 \cdot (H \times V)_2 \cdot !(AM \cdot AMD)$	$J/\psi$ , interno
TRIG5	MG5	MG5 (PS)
TRIG6	MG6	MG5 (PS)
TRIG8	MG1	MG1 (PS)
TRIG9	$MG4 \cdot OH \cdot OM_2 \cdot MULT2 \cdot !(AM \cdot AMD)$	$J/\psi$ , externo
TRIG11	$MG4 \cdot IM_1 \cdot OM_1 \cdot MULT1 \cdot (H \times V)_1 \cdot IM(E+W)$	$J/\psi$ , interno/externo

de dados (*Data Acquisition system*, DAQ). Os dados provenientes dos diferentes detectores foram temporariamente armazenados em discos rígidos e depois copiados para fitas de 8 mm com capacidade de 5 Gb.

O tempo que levava para copiar a informação de um disco para uma fita era maior que o tempo que se precisava para encher um disco com a informação proveniente do detector. FOCUS utilizou várias leitoras de fitas (*tape drivers*) para realizar o processo de gravação, o que permitiu que a informação de vários discos fosse copiada em fitas, ao mesmo tempo que os dados eram tomados.

Fig. 3.10 mostra uma visão geral do Sistema de aquisição de dados.

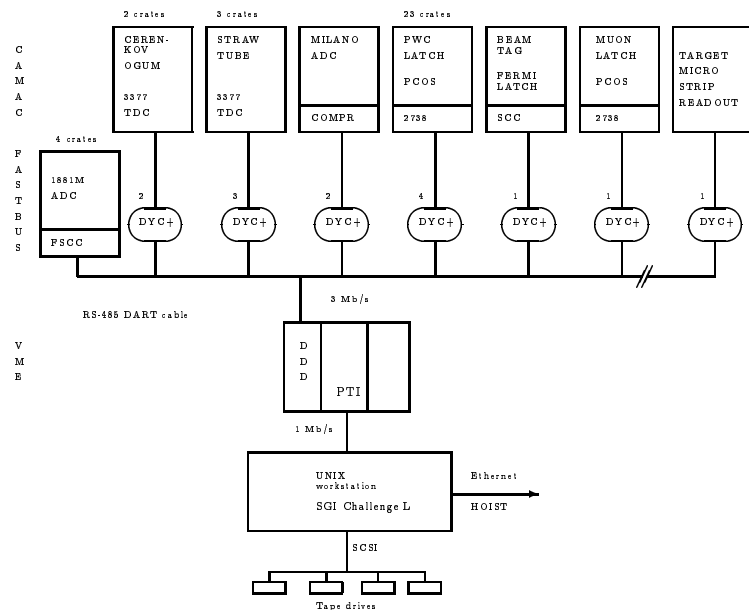


Figura 3.10: Visão geral do Sistema de Aquisição de dados, mostra como as múltiplas fontes são unidas em um fluxo de dados e escritos nas fitas magnéticas.

# Capítulo 4

## Reconstrução dos Dados

No passado, os experimentos de altas energias usaram dispositivos tais como câmaras de bolhas ou câmaras de nuvens para fotografar os traços das partículas em estudo. As taxas de interação dos experimentos de física de partículas atuais são muito altas para qualquer um destes métodos de observação fotográfico. Por causa disto, os atuais experimentos fazem uso de dispositivos eletrônicos para capturar os sinais fugazes das partículas que atravessam o aparato experimental.

O desafio que isto impõe aos experimentadores é poder determinar, a partir de sinais eletrônicos, (*hits* na câmara proporcional de fios, ou da energia depositada no calorímetro, por exemplo) o que aconteceu em uma interação. Os detectores do espectrômetro, o gatilho, e o sistema de aquisição de dados, descrito no capítulo anterior, foram projetados com a finalidade de coletar toda a informação possível de uma única interação de um fóton, e armazená-la da forma mais compacta possível. Esta informação é chamada de "evento".

A primeira etapa do análise de dados consistiu em usar a informação proveniente do espectrômetro para a reconstrução espacial, e a obtenção da informação básica acerca de um evento com charme, como as trajetórias das partículas (traços), a posição dos vértices de produção e decaimento, a identificação, momento, análise calorimétrica das partículas, etc.

### 4.1 Reconstrução das Trajetórias das Partículas

As trajetórias das partículas carregadas se reconstruíram usando algoritmos de reconhecimento de padrões que agiam nos conjuntos de pontos (*hits*) produzidos pelas partículas carregadas que atravessaram os planos dos detectores de silício (SSD) e nas PWCs. As trajetórias foram reconstruídas separadamente nos dois detectores, e depois comparadas para procurar possíveis conexões entres as trajetórias

provenientes dos dois detectores.

### 4.1.1 Trajetórias no SSD

As etapas para reconstruir as trajetórias no SSD foram três. Primeiro, os sinais registrados nas microtiras são agrupadas em conjuntos (*hits clusters*). Depois, as projeções dos conjuntos são localizados em cada uma das três direções medidas do SSD, e por último, as projeções são combinadas para formar trajetórias.

As projeções destes conjuntos foram achados em cada uma das três direções medidas do SSD ao tomar todas as combinações de hits nos quatro planos do SSD em uma direção dada, e ajustando aqueles hits a uma linha reta. As projeções eram aceitas se o  $\chi^2$  por grau de liberdade  $\chi^2/\text{dof} < 3.0$ , e se tinham hits em pelo menos três dos quatro planos.

As trajetórias foram formadas intersectando todas as combinações de três projeções (uma em cada vista) e requerendo que o  $\chi^2/\text{dof} < 8,0$  para estas combinações. As trajetórias com projeções compartilhadas foram baseadas no menor  $\chi^2/\text{dof}$ , e as trajetórias com parâmetros similares foram reduzidas a uma simple trajetória.

No experimento E687, a resolução espacial para uma trajetória na região de alta resolução do SSD era [88]:

$$\sigma_x = 11 \sqrt{1 + \left(\frac{17,5 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2} \mu m \quad (4.1)$$

$$\sigma_y = 7,7 \sqrt{1 + \left(\frac{25 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2} \mu m \quad (4.2)$$

enquanto que a resolução espacial de para uma trajetória na região de baixa resolução do SSD era de quase o dobro. O termo constante é devido à granularidade do detector SSD, enquanto que o termo dependente do momento é dominado pela dispersão múltipla de Coulomb das trajetórias nos planos de silício. As partículas com baixo momento não tinham uma boa resolução, já que eram afetadas por uma grande dispersão múltipla de Coulomb. A resolução em  $y$  foi melhor do que em  $x$ , devido a que os três planos de silício proviam informações sobre  $y$ , enquanto que para  $x$ , as informações eram só provistas por dois planos.

A resolução no experimento FOCUS foi aproximadamente 10% melhor do que as resoluções mostradas nas Eqs. 4.1 e 4.2.

### 4.1.2 Trajetórias nas PWCs

As trajetórias no sistema de câmaras proporcionais de fios (PWCs) foram reconstruídas usando o método de projeções, como se fez no sistema SSD. Primeiro, as componentes em  $x$  das trajetórias do SSD são extrapoladas através do espectrômetro. Os hits nas PWCs próximas da extrapolação foram usados para formar as projeções em  $x$ . As projeções nos planos  $y$ ,  $u$  e  $v$  das PWCs foram formadas independentemente e combinadas com as projeções de  $x$  para formar as trajetórias. Os hits em  $x$  não utilizados foram usados para formar projeções adicionais, as quais foram combinadas com outras projeções não utilizadas para formar trajetórias adicionais.

As projeções em  $x$  das trajetórias extrapoladas do SSD deviam ter hits em P0. Cada trajetória devia ter hits em pelo menos três das cinco câmaras, e não ter mais de quatro hits faltantes, dos quais, só dois podiam ser de uma única câmara. As inclinações das trajetórias e as interseções foram determinadas por meio de um ajuste linear de mínimos quadrados nos hits do PWC associados à trajetória. Para as trajetórias que passaram pelo M2, a curvatura na direção  $y$  foi também incluída como parâmetro de ajuste, permitindo a determinação do momento.

Algumas vezes, as PWCs tinham um número muito grande de hits o que produzia um grande número de trajetórias. Dado que estes eventos eram difíceis de tratar, e para evitar gastar muito tempo na reconstrução, o número máximo de trajetórias foi limitado a 30. Este limite foi atingido só por aproximadamente 3.5% dos eventos.

### 4.1.3 Conexão das Trajetórias do SSD e das PWC

Se deu o nome de *linking* (ligação) ao processo de encontrar correspondências entre as trajetórias provenientes do SSD e das PWCs. Algumas partículas, produzidas com uma grande abertura angular, não passavam através do primeiro eletroímã e portanto, não estavam conectadas com trajetórias das PWCs. Estas trajetórias são conhecidas como *non-linked SSD tracks*. Outras partículas, com uma vida média maior que as partículas charmosas decaíam além do SSD e portanto, não tinham conexão com as trajetórias reconstruídas no SSD. Estas trajetórias se conhecem como *non-linked PWC tracks*.

As trajetórias reconstruídas nas PWCs se dividem em duas categorias: traços (tracks) e pedaços de traços (stubs). Os "tracks" se reconstruíram usando informações das cinco estações PWCs, enquanto que os "stubs", eram trajetórias



reconstruídas só nas três primeiras estações das PWCs, isto é, eram trajetórias de baixo momento ou de grande ângulo que não passaram pela região de aceitação de M2.

A associação das trajetórias provenientes do SSD com as das PWCs tiveram dois propósitos: o primeiro foi associar um momento a uma trajetória do SSD se o momento correspondente da trajetória era medido em M2, e segundo, permitiu a determinação do momento dos stubs usando o ângulo de deflexão em M1.

O processo de conexão de trechos de trajetórias (linking), foi realizado extrapolando as trajetórias do SSD e das PWCs para o centro de M1. Se requereu que as inclinações e as interseções dos dois tipos de trajetórias sejam consistentes neste ponto. Um ajuste de mínimos quadrados foi realizado nos hits do SSD e das PWCs para verificar que as trajetórias provenham da mesma partícula. Devido à produção de pares  $e^+e^-$  (produzidos com um ângulo de abertura muito pequeno), só se permitiu um máximo de duas trajetórias provenientes das PWCs para ser associado com cada trajetória do SSD.

Informação proveniente do detector target silicon foi usado para determinar com maior precisão as trajetórias, uma vez que estas foram reconstruídas usando as informações do SSD e das PWCs. O sistema de straw tubes também reforçou a informação que vêm das PWCs para a reconstrução das trajetória.

## 4.2 Determinação do Momento

O momento das partículas foi calculado medindo os ângulos de deflexão que experimentaram ao passar através dos campo magnéticos dos eletroímãs do espectrômetro. O experimento FOCUS usou dois eletroímãs para medir o momento das partículas: M1, que foi usado para medir o momento das trajetórias que passaram pelas três primeiras PWCs, e M2, que mediu o momento das trajetórias que passaram pelas cinco PWCs.

Típicamente, as trajetórias encontradas só nas três primeiras PWCs eram trajetórias de baixo momento, e portanto, as deflexões causadas por M1 faziam com que estas trajetórias não passassem através da abertura de M2, ou eram desviadas fora do espectrômetro pelo campo de M2. O eletroímã M2 foi operado com um campo mais intenso que M1, de tal forma que as trajetória de momentos elevados, que foram levemente defletadas por M1, experimentaram uma deflexão maior em M2, tendo assim uma melhor determinação do momento.

A deflexão foi medida comparando a inclinação da trajetória antes e depois de

passar através do eletroímã. Para os momentos medidos em M1, a resolução é dada aproximadamente por [88, 89]<sup>1</sup>:

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0,034 \times \frac{p}{100 \text{ GeV}/c} \sqrt{1 + \left(\frac{17 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2} \quad (4.3)$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0,014 \times \frac{p}{100 \text{ GeV}/c} \sqrt{1 + \left(\frac{23 \text{ GeV}/c}{p}\right)^2} \quad (4.4)$$

Como no caso da resolução do SSD, a resolução do momento para baixos momentos é dominada pela dispersão múltipla de Coulomb, representada nas fórmulas acima pelo segundo termo dentro da raiz, e para altos momentos, a resolução está limitada pela resolução da posição dos hits no sistema das PWCs.

A Fig. 4.1 mostra uma representação da passagem de uma partícula através dos magnetos e das PWCs.

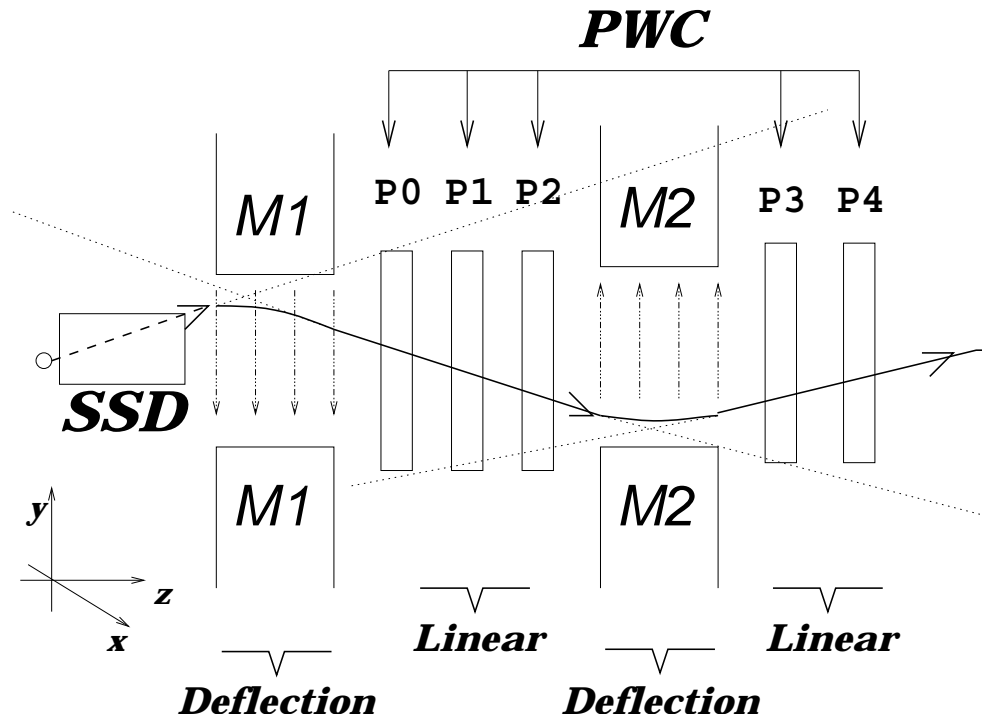


Figura 4.1: Representação da passagem de uma partícula através dos magnetos e das PWCs. Na figura se observa como a partícula é defletida pelos dois magnetos M1 e M2.

<sup>1</sup>Estas são as resoluções de momento do experimento E687. O espaço entre os fios e a localização das câmaras de fios mudou ligeiramente para o experimento FOCUS.

## 4.3 Identificação Čerenkov de Partículas

A identificação Čerenkov foi usada para determinar o tipo de partícula correspondente a cada trajetória. Isto é particularmente importante para os hádrons ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  e  $p/\bar{p}$ ), devido a que eles interagem com a matéria de forma similar.

A forma de identificar a natureza das partículas em um evento consistiu em examinar a luz Čerenkov emitida e sua distribuição. O algoritmo usado no experimento FOCUS para a identificação das partículas foi chamado de CITADL (*Cerenkov Identification Through A Digital Likelihood*) [83], e estava baseado nas razões das probabilidades (*Likelihood ratios*) entre as várias hipóteses da natureza da partícula. O algoritmo CITADL foi desenvolvido como a idéia de ter um algoritmo de identificação mais flexível do que o usado no experimento E687 [79].

Para cada partícula, as possibilidades consideradas para cada trajetória são  $e^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  e  $p/\bar{p}$ <sup>2</sup>. Para cada uma destas quatro hipóteses, a probabilidade  $\mathcal{L}$  foi calculada observando o status das células dentro do cone Čerenkov da partícula. A probabilidade de que uma partícula, associada com uma trajetória de momento conhecido, ative uma célula Čerenkov particular foi calculada usando a probabilidade de Poisson ( $1 - e^{-\mu_i}$ ), onde  $\mu_i$  é o número esperado de fótons Čerenkov incidindo na célula  $i$ , para uma trajetória de momento dado sob uma hipótese particular de partícula. Além disso, a célula tem uma probabilidade acidental de ativação  $a_i$ , devido a ruído ou a falsos hits<sup>3</sup>. A taxa de ativações acidentais eram tipicamente menores de 1%, exceto para as células próximas ao feixe ( $\sim 40\%$ ).

A contribuição total à probabilidade para cada célula  $i$  é:

$$\mathcal{L} = \begin{cases} (1 - e^{-\mu_i}) + a_i - a_i(1 - e^{-\mu_i}) & \text{se a célula está em **on**} \\ 1 - [(1 - e^{-\mu_i}) + a_i - a_i(1 - e^{-\mu_i})] & \text{se a célula está em **off**} \end{cases} \quad (4.5)$$

CITADL retorna sua identificação na forma de variáveis do tipo  $\chi^2$  para as diferentes hipóteses ( $W_e$ ,  $W_\pi$ ,  $W_K$ ,  $W_p$ ). Estas hipóteses foram definidas como  $W_{obs}(j) \equiv -2 \log(\mathcal{L})$ , onde  $j$  varia sobre as quatro hipóteses das partículas. A hipótese com a mais baixa  $W$  era a mais provável.

Estas variáveis foram usadas nas seguintes formas:

<sup>2</sup>A hipótese para o múon ( $\mu^\pm$ ) não foi considerada separadamente do pión ( $\pi^\pm$ ) devido a que o intervalo de momento na qual as duas hipóteses podem ser separadas estava limitado. Por tanto, para a identificação de múons, usou-se também a informação proveniente do sistema de detectores de múons.

<sup>3</sup>Este fator  $a_i$  era proporcional à intensidade do feixe, especialmente para células próximas do feixe.

- Separando uma hipótese de outra:

$$\Delta W(k,j) \equiv W_{obs}(k) - W_{obs}(j) > n \quad (4.6)$$

tal que a hipótese  $j$  é  $n$  unidades de  $W$  mais provável que a hipótese  $k$ .

- Separando uma hipótese da hipótese mínima:

$$\Delta W(min, j) \equiv W_{obs}(min) - W_{obs}(j) > n \quad (4.7)$$

Este critério foi usado para assegurar que hipótese escolhida não era muito menos provável que alguma outra hipótese.

Este método de identificação teve várias vantagens em relação ao método padrão de identificação que usava detectores Čerenkov de limiar, e os quais simplesmente determinavam o status on/off das células e retornavam um simple sim ou não por consistência com uma hipótese da partícula dada. A primeira vantagem deste método foi que a discriminação entre duas hipóteses podia ser estendida além dos intervalos limiares dos momentos. A segunda vantagem foi que usando este método *likelihood*, os cortes no Čerenkov podiam ser selecionados mais cuidadosamente e ajustados para uma análise física particular, já que os cortes podem ser aplicados sobre um contínuo de valores, e não simplesmente sobre um valor on/off para cada hipótese da partículas.

## 4.4 Procesamento de Dados

O conjunto de dados brutos do experimento FOCUS (raw data) consistiu de uns  $6,5 \times 10^9$  eventos armazenados em 6.000 fitas de 8 mm, cada uma com 5 Gb de capacidade. O tamanho total da amostra foi de aproximadamente 25 Tb<sup>4</sup>. Devido ao tamanho enorme da amostra, foi necessário dividir a amostra em amostras menores para poder reconstruir e selecionar os eventos charmosos. Este processo foi realizado em três etapas: PASS1, Skim1 e Skim2, reduzindo a quantidade de dados em cada passo. Um esquema do processo da reconstrução dos dados do experimento FOCUS é mostrado na Fig. 4.2.

### 4.4.1 Reconstrução de Eventos: PASS1

A primeira fase da reconstrução de dados, chamada de PASS1, foi realizada no Fermilab de janeiro até outubro de 1998, usando potentes conjuntos de computadores

---

<sup>4</sup>Tb: Terabytes, 1 Tb =  $10^3$  Gb

## E831 FOCUS Reconstruction Overview

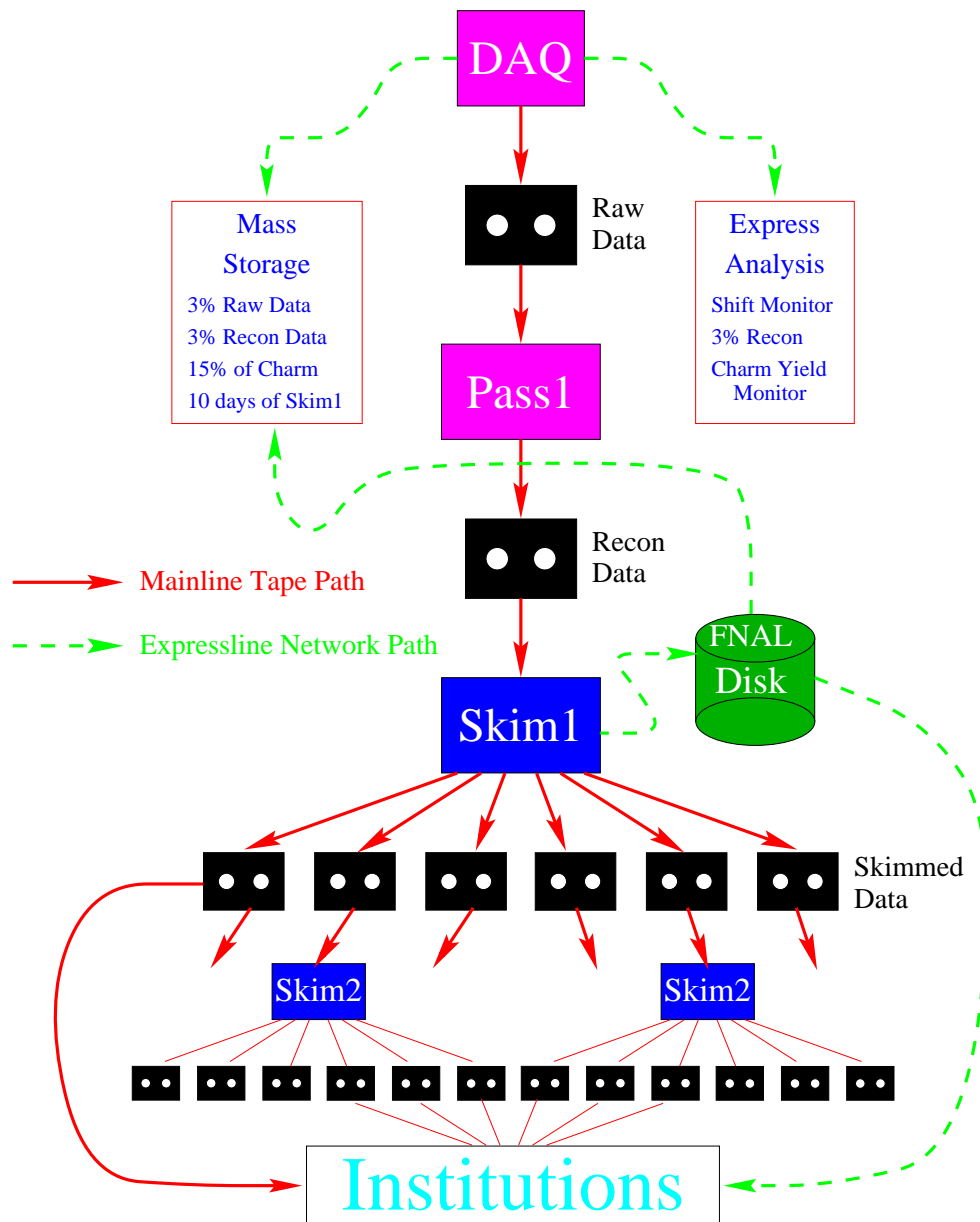


Figura 4.2: Esquema geral do processo de reconstrução dos dados do experimento FOCUS. As linhas sólidas mostram o caminho dos dados escritos nas fitas de 8 mm (usadas para todos os análises finais). As linhas pontilhadas ilustram a distribuição de grandes quantidades de dados via Internet, os quais foram usados pelas diferentes instituições colaboradoras para estudos e análises preliminares.

chamados de *farms*<sup>5</sup>. No PASS1, os dados brutos escritos em fitas pelo sistema de aquisição de dados (DAQ) foram reconstruídos e analisados, e o resultado, escrito em outro conjunto de 6.000 fitas magnéticas de 8 mm.

Devido ao fato que os eventos em experimentos de física de altas energias são independentes, os eventos individuais podem ser reconstruídos por diferentes computadores. Assim, enquanto que a potencia computacional requerida para processar a amostra total do experimento FOCUS foi enorme, o processamento real foi dividido e realizado em várias estações de trabalho.

Isto foi efetuado para o PASS1 usando o CPS (*Cooperative Process Software*) [90], um pacote computacional desenvolvido, distribuído e mantido pela Divisão de Computação do Fermilab (*Fermilab's Computing Division*)<sup>6</sup>. O CPS agrupou um servidor e um cluster de 10 estações de trabalho (work-stations) em cada farm, e permitiu a transmissão de dados e informação de control dentre muitos processos rodando simultaneamente em múltiplos computadores. Desta forma uma fita podia ser processada em paralelo por 10 computadores.

O servidor é o responsável de ler e escrever os dados, mas envia os eventos, através de uma conexão de alta velocidade, para as estações de trabalho para o processamento computacional pesado. No modo normal de operação, o servidor lê aproximadamente 80 eventos do disco e os manda para uma estação de trabalho. Quando a estação de trabalho completa a reconstrução dos eventos, os dados reconstruídos são enviados de volta para o servidor e é solicitado outro novo grupo de eventos. Finalmente, o servidor escreve os eventos reconstruídos em um disco rígido.

Programas separados foram os responsáveis pela movimentação dos dados entre as fitas e os discos rígidos. Um diagrama esquemático de este processo é mostrado na Fig. 4.3.

Para o processamento dos dados, o experimento FOCUS usou até 8 farms no Fermilab, o que significou o uso de quase 90 estações de trabalho. Estas farms estavam formadas por aproximadamente igual número de estações SGI<sup>7</sup> baseadas em processadores MIPS R5000, e estações IBM<sup>8</sup> baseadas no processador IBM/Motorola PowerPC. No curso dos dez meses de reconstrução, a quantidade de

---

<sup>5</sup>Uma *farm* é um sistema de varios computadores trabalhando de maneira conjunta para realizar processamento pesado. Para isto, os computadores dividem as tarefas de processamento e trabalham como se fossem um único computador.

<sup>6</sup>O CPS foi usado também por outros experimentos, incluindo o E687.

<sup>7</sup>Silicon Graphic, Inc.

<sup>8</sup>International Business Machines

## Pass1 Operation Schematic

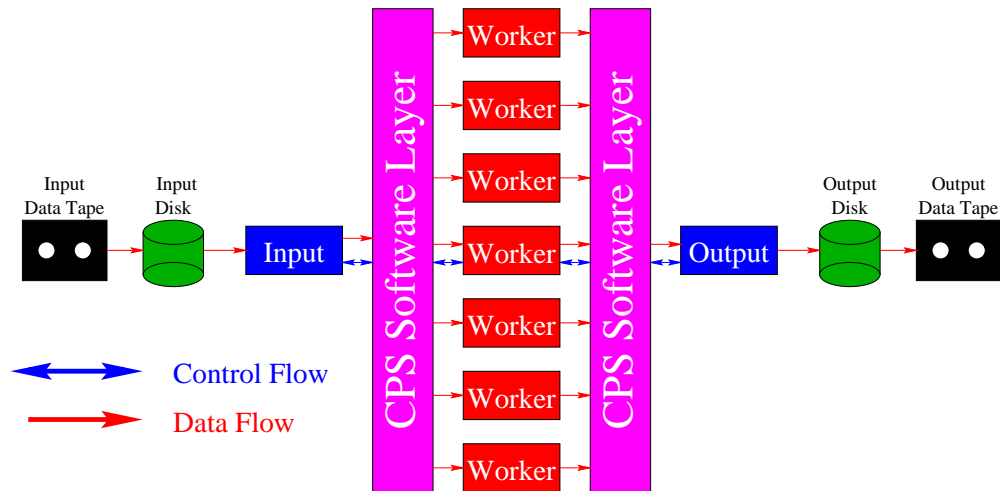


Figura 4.3: Esquema de operação do PASS1.

recursos computacionais teve flutuações. Na configuração mais robusta do sistema, o poder de computação disponível foi de aproximadamente 12.000 MIPS<sup>9</sup>.

Durante a etapa PASS1, os algoritmos de reconstrução foram rodados para todos os detectores. Os algoritmos de rastreamento de partículas ("tracking") foram as porções que requereram o maior poder computacional, mas, a reconstrução de chuveiros e identificação de partículas também utilizaram uma grande parte do total computacional requerido para o processamento de um evento. Se rodaram também pacotes de monitoramento que analisavam os eventos.

Eventos com erros de reconstrução (por exemplo os que tinham muitos hits) foram rejeitados, salvando desta forma espaço na fita de saída. Os eventos descartados nesta etapa foram tipicamente de 10%. A saída do PASS1 foi projetada de tal forma que se apareciam erros, a reconstrução total ou parcial poderiam se refazer sem precisar de recorrer às fitas originais.

### 4.4.2 Seleção de Eventos: SKIM1

O seguinte nível de processamento se conheceu como SKIM1. Este processo se realizou de outubro de 1998 até fevereiro de 1999. A finalidade do SKIM1 foi reduzir o tamanho dos dados para poder manipulá-los mais facilmente. O SKIM1 dividiu os dados reconstruídos em seis "Super-streams" contendo informação resumida do

<sup>9</sup>Millions of Instructions Per Second

PASS1. Cada Super-stream contém dados satisfazendo requerimentos físicos em um ou dois tópicos amplos, como pode-se ver na Tab. 4.1. Aproximadamente a metade dos eventos que sobreviveram o processo de PASS1 foram gravados pelos SKIM1, dos quais, muitos deles foram salvos em diferentes Super-streams.

Tabela 4.1: Descrição dos Super-streams do SKIM1. Houve cerca de 30 diferentes skims agrupados em seis Super-streams, todos eles baseados em varios tópicos de física e nos diferentes tipos de informação presente.

Super-stream	Tópicos físicos	SKIM1 Instituição
1	Decaimentos semileptônicos	Puerto Rico
2	Topologia de vértices e $K_s^0$	Illinois
3	Calibração e decaimentos raros	CBPF, Brasil
4	Bárions	Fermilab
5	Estados de quarks leves	UC Davis
6	Decaimentos hadrônicos de mésons	UC Davis

De forma similar ao PASS1, o SKIM1 usou clusters de computadores para aproveitar o paralelismo inerente nos dados de altas energias. Entretanto, no SKIM1, os dados foram analisados como arquivos de disco, cada um contendo aproximadamente 40.000 eventos. Como o PASS1 não salvou informação reconstruída do calorímetro, o SKIM1 executou os algoritmos do calorímetro novamente.

O SKIM1 foi executado em dois clusters de computadores de 4.000 MIPS cada um, localizados nas universidades de Colorado e Vanderbilt. O cluster da Universidade de Colorado consistiu inteiramente de estações Digital<sup>10</sup> usando processadores Alpha, e o cluster da Universidade de Vanderbilt, usou uma mistura de estações Alpha e estações Intel Pentium II rodando Linux. Uma visão geral do processo SKIM1 feito no Colorado é mostrado na Fig. 4.4. O processo usado no Vanderbilt foi similar.

No final, foram gerados seis arquivos de saída, um por cada Super-stream, e armazenados em seis conjuntos de 200 a 500 fitas de 8 mm. Os dados foram transferidos para o Fermilab via Internet, para facilitar o acesso dos mesmo aos experimentadores.

#### 4.4.3 Divisão Final dos Eventos: SKIM2

Como o tamanho dos conjuntos de dados produzidos no SKIM1 (200-500 fitas) eram ainda grandes demais para serem usados individualmente, os seis Super-streams

<sup>10</sup>Atualmente Compaq.



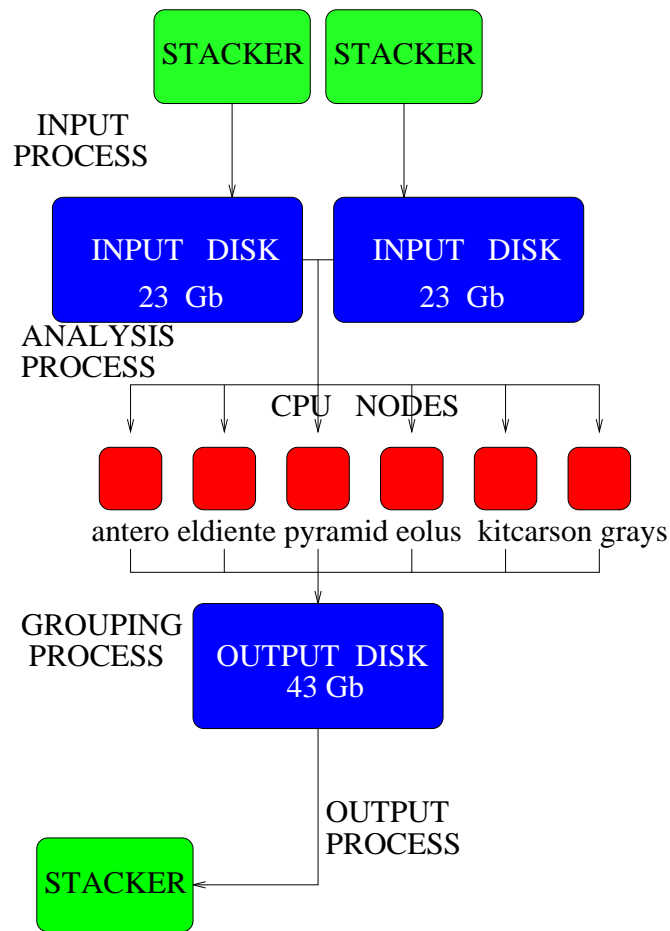


Figura 4.4: Diagrama do processo SKIM1.

do SKIM1 foram divididos novamente em vários sub-streams. Este processo foi chamado de SKIM2. Neste processo, foram aplicados cortes mais restritivos sobre os eventos de alguns dos SKIM1. Os eventos que não passaram tais cortes foram descartados. De cada Super-stream, foram produzidos de 5-12 sub-streams, que concentraram uma variedade de tópicos de física e amostras de calibração de dados.

# Capítulo 5

## Seleção dos Pares de Partículas Charmosas

Nesta seção se apresentam os procedimentos usados na reconstrução e seleção dos pares de partículas charmosas relevantes para a análise, isto é, pares contendo combinações de mésons  $D$ ,  $D_s$ , e de bárions  $\Lambda_c$ .

### 5.1 Critérios usados na Seleção de eventos Charmosos

#### 5.1.1 Vértices

Usando o fato de que as partículas charmosas viajam curtas distâncias (da ordem de 5-15 mm.) dentro do espectrômetro antes de decaírem em outras partículas, e aproveitando a informação obtida pelos detectores de trajetórias de alta resolução espacial (target silicon, TS) e o detector de microtiras de silício (SSD) (descritos na Seção 4.1), foi possível reconstruir os dois distintos vértices num evento diretamente associados a uma partícula com charme: o vértice *primário* ou de produção, e o vértice *secundário* ou de decaimento. Para este propósito foi usado um algoritmo de vértice chamado DVERT [91] em todas as trajetórias de reconstrução para melhorar a resolução do momento.

#### Nível de Confiabilidade dos Vértices

Devido à resolução dos detectores, ao serem reconstruídas as trajetórias das partículas estas não se interceptam num ponto exatamente, por isso o algoritmo de reconstrução minimiza a distância entre as trajetórias. O vértice é definido então como o ponto de menor distância entre as trajetórias. Desta forma, cada vértice

formado tem associado um nível de confiabilidade (*Confidence Level*, CL), CLP para o vértice primário e CLS para o vértice secundário. Usualmente se requer níveis de confiabilidade maiores do que 1%, no entanto cortes mais restritivos podem ajudar a eliminar os falsos vértices. As elipses na Fig. 5.1 representam os erros associados aos vértices.

### Separação entre os Vértices ( $L/\sigma$ )

Com a distância de separação ( $L$ ) entre os vértices primário e secundário e o erro associado à medida desta distância ( $\sigma_L$ ) se define um corte chamado *corte de separação* ( $L/\sigma$ ). Este corte é o mais efetivo na maioria dos estudos de partículas com charme, pois reduz a possibilidade de haver confusão ao se associar um falso traço a um vértice. Requerendo uma separação significativa entre o vértice primário e o vértice secundário, o background de eventos hadrônicos de curta vida é removido efetivamente, dando como resultado um sinal mais limpo dos candidatos com charme.

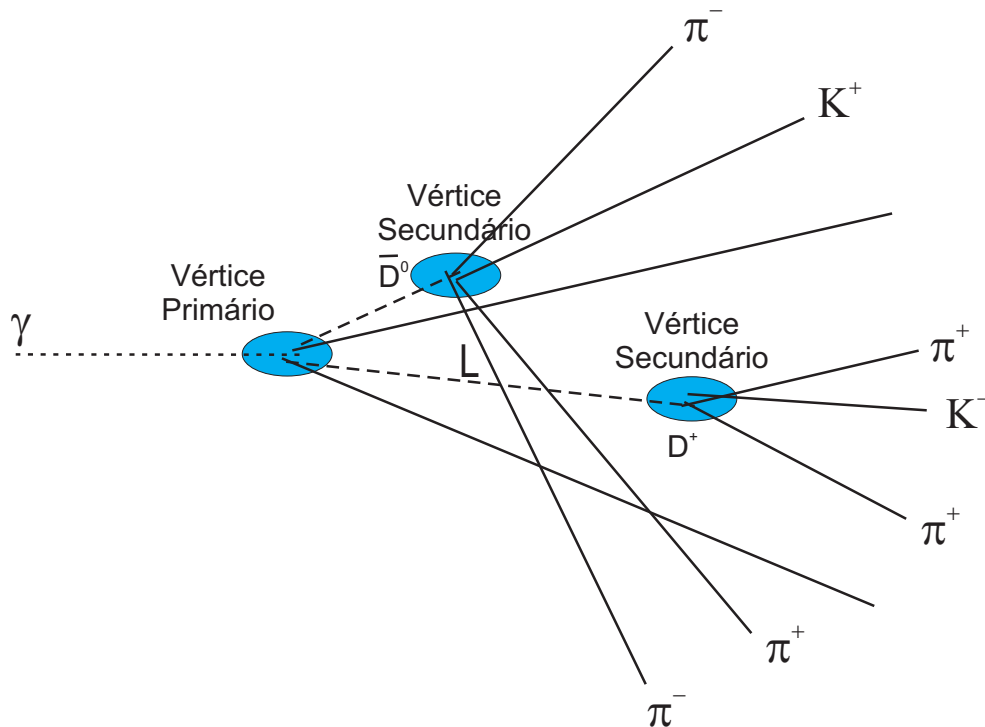


Figura 5.1: Diagrama do processo de produção e posterior decaimento do par charmoso  $D^+(K^-\pi^+\pi^+)\bar{D}^0(K^-\pi^+\pi^-\pi^+)$ . As elipses representam os erros na reconstrução dos vértices.

### 5.1.2 Identificação de Partículas

Como descrito na Seção 4.3, o algoritmo CITADL calcula os valores negativos do log likelihood ( $W$ ) e associa uma probabilidade para as hipóteses de elétron, pión, káon e próton de cada traço PWC. A identificação final foi realizada impondo cortes na diferença de duas hipóteses de partículas prováveis. Os cortes mais fortes foram impostos sobre as partículas menos prováveis para garantir uma melhor identificação.

#### Identificação de káons

Devido a que a maioria das partículas produzidas na interação do feixe de fótons com o alvo são elétrons ou píons, se aplicou um corte na diferença entre as hipóteses do káon e do pión. Esta diferença define uma variável chamada "kaonicity" ( $\Delta W(\pi K) \equiv W_{\text{obs}}(\pi) - W_{\text{obs}}(K)$ ). Para identificar káons foram requeridos valores positivos para  $\Delta W(\pi K)$ , o que significa que a hipótese do káon é favorecida sobre a hipótese do pión.

#### Identificação de prótons

Para identificar os prótons se definiu uma variável similar à usada para os káons chamada de "protonicity" ( $\Delta W(\pi p) \equiv W_{\text{obs}}(\pi) - W_{\text{obs}}(p)$ ).

#### Identificação de píons

Para identificar os píons se usou um corte de consistência chamado  $\pi_{con}$  (*pion consistency*). Este corte faz uma comparação entre a probabilidade da hipótese de que uma partícula seja um pión e as probabilidades das outras hipóteses ( $e$ ,  $p$  e  $K$ ).  $\pi_{con}$  está definido como:

$$\pi_{con} \equiv \min(W_{\text{obs}}(e), W_{\text{obs}}(K), W_{\text{obs}}(p)) - W_{\text{obs}}(\pi) \quad (5.1)$$

o que permite valores em uma faixa de  $(-\infty, \infty)$ .

### 5.1.3 Procura de Candidatos: rotina EZDEE

O EZDEE é uma rotina FORTRAN que implementou um algoritmo para a seleção de partículas com charme e foi desenvolvida pela colaboração FOCUS com dois propósitos: 1) simplificar o processo de encontrar os modos de decaimento charmosos e, (2) armazenar numa base de dados (amostra) a informação dos eventos charmosos achados.

- sEZDEE - Esta rotina (pronunciada "easy-D") encontra candidatos de modos de decaimento charmosos totalmente reconstruíveis nos dados do experimento FOCUS. Fazendo procuras sucessivas sobre objetos do tipo DVERT (traços, vees, kinks, pi0's,...) o programa procura combinações consistentes com uma lista de modos de decaimento especificados previamente pelo usuário. O algoritmo usado é uma versão melhorada de um algoritmo desenvolvido e usado na análise dos dados do experimento E687 [79]. Este algoritmo usa uma rotina chamada **DVERT** para o cálculo de todos os vértices e a aproximação "dirigida à candidato" para calcular o vértice primário. Com estas ferramentas, o sEZDEE obtêm a máxima eficiência possível. A rejeição do background fica por conta do usuário, e para isto podem ser usados cortes nas variáveis padrões: identificação de partículas, nível de confiança dos vértices (CL),  $L/\sigma$ , etc. O sEZDEE encontra candidatos usando cortes só na identificação de partículas, no nível de confiança dos vértices (CL) e na massa invariante do candidato.

A sequência de chamada do sEZDEE é simples: primeiro se inicializa a rotina selecionando qual modo ou modos de decaimento se está procurando, depois o usuário proporciona uma rotina onde especifica os cortes de identificação de partículas usadas para os traços, e finalmente, a rotina sEZDEE é chamada para cada evento. O sEZDEE armazena toda a informação relevante de cada candidato achado num banco de dados (common block /SEZLST/).

- /SEZLST/ e os candidatos "DEE" - O common block /SEZLST/ armazena a informação acerca dos candidatos "DEE". Um candidato DEE é um candidato charmoso (méson ou bárion) reconstruído via qualquer modo de decaimento.

## 5.2 O Processo de Reconstrução

Os dados usados para a reconstrução e seleção de pares de partículas charmosas provêm de 65 arquivos de dados DST<sup>1</sup>, onde foi usado o skim "Double Dee" do bloco EZDEE. Neste bloco, cada partícula têm um número de identificação (ID) que indica o modo de decaimento respectivo. Na Tabela 5.1 pode-se ver os diferentes modos de decaimentos considerados nesta análise.

---

<sup>1</sup>Data Summary Tape.

Tabela 5.1: Número de identificação (ID) das partículas no bloco EZDEE e os seus respectivos modos de decaimento.

Num. ID no EZDEE	Partículas	Modo de decaimento
1	$D^+$	$K^- \pi^+ \pi^+$
2	$D^0$	$K^- \pi^+$
3	$D^0$	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
5	$D_s^+$	$K^+ K^- \pi^+$
37	$\Lambda_c^+$	$K^+ K^- \pi^+$

No primeiro passo do processo o algoritmo de reconstrução considerou todas as combinações de dois, três e quatro traços carregados para poder achar uma combinação que possa ser associado com o decaimento de uma partícula charmosa<sup>2</sup>. Para cada traço, o algoritmo considerou todas as possíveis combinações de káons (K) ou píons ( $\pi$ ) carregados, de tal forma que as combinações sejam consistentes com o decaimento de partículas charmosas neutras ou carregadas. Uma combinação particular de traços é referida como uma partícula charmosa candidata. Usando o momento medido do traço, se calculou a massa invariante para cada partícula charmosa, requerendo-se que estivesse contida dentro de amplos intervalos de massa (aproximadamente  $\pm 10\sigma$ , onde  $\sigma$  é o erro experimental no valor medido da massa):

$$\begin{aligned} D^+, D^0, D_s &\rightarrow 1,6 < m_D < 2,4 \text{ GeV}/c^2 \\ \Lambda_c &\rightarrow 1,89 < m_{\Lambda_c} < 2,69 \text{ GeV}/c^2 \end{aligned}$$

Para selecionar os pares de partículas charmosas, se dividiu os candidatos em dois conjuntos, **A** e **B**, de acordo com a topologia dos seus modos de decaimento. No conjunto **A**, se agrupou as partículas  $D^+$  e  $D^0$ , as quais têm um káon com a mesma carga ( $K^-$ ), e no conjunto **B**, foram agrupadas as partículas  $D_s^+$  e  $\Lambda_c^+$ , que têm um pión com carga similar ( $\pi^+$ ). Na Tabela 5.2 mostramos os critérios usados na seleção dos pares de partículas charmosas.

Tabela 5.2: Critérios usados para selecionar pares de partículas charmosas.

Comb. de pares	Cargas elétricas
$A_1 A_2$	$K_1 \neq K_2$
$A_1 \bar{B}_2 \quad (B_1 \bar{A}_2)$	$K_1 = \pi_2 \quad (\pi_1 = K_2)$
$B_1 \bar{B}_2$	$\pi_1 \neq \pi_2$

<sup>2</sup>De agora em diante, qualquer referência a "partícula charmosa" implica que está se falando de uma partícula com charme ou de uma partícula com anticharme.

O segundo passo do processo foi a reconstrução dos vértices. O objetivo foi encontrar um par de vértices (um para cada candidato charmoso componente de um par), que podiam ser associados ao vértice primário da colisão, assim com todos os outros traços no evento que também podiam ser associados com este vértice primário. Este processo começou realizando-se um fit de vértice para cada candidato charmoso. Os traços de cada candidato charmoso tinham que formar um vértice com nível de confiabilidade maior que 1%. Nos pares de candidatos charmosos que satisfaziam o "corte"<sup>3</sup> de nível de confiabilidade foram aplicados dois cortes adicionais. O primeiro requereu que as trajetórias dos dois candidatos charmosos se interceptem com um nível de confiabilidade maior que 1%. O segundo corte reduzia o background ao rejeitar os pares de candidatos charmosos nos quais os traços do decaimento de ambos candidatos charmosos formavam um único vértice com nível de confiabilidade maior que 0,1%. Isto rejeitava eventos nos quais os traços de ambos candidatos pudessem provir de um vértice comum.

Finalmente, os dois candidatos charmosos foram considerados como traços "sementes" para encontrar o vértice primário. Usando estas duas "sementes" assim como as combinações de todos os outros traços no evento se realizou um fit do vértice, onde foram adicionados ao vértice primário todos os traços possíveis sempre que o nível de confiabilidade se mantivesse maior que 1%.

Os pares de candidatos charmosos que sobreviveram à reconstrução do vértice primário tiveram que passar por cortes de identificação de partículas. Para os traços carregados de cada partícula charmosa se usaram os seguintes cortes:

$$\begin{aligned} W_{\pi} - W_K &> 1 && \text{(kaon)} \\ W_{\pi} - W_p &> 1 && \text{(proton)} \\ W_{\min} - W_{\pi} &> -5 && \text{(pion)} \end{aligned}$$

onde  $W_{\min}$  é o mínimo  $W_{\alpha}$ .

Após a aplicação dos cortes de identificação de partículas, foram impostos cortes na distância de separação ( $L/\sigma_L$ ) entre cada candidato charmoso e o vértice primário. Os valores para este corte dependeram do modo de decaimento, seja que o vértice da partícula charmosa estava localizado entre os elementos do alvo (out of material, OoM), ou dentro do material do alvo, ou se um  $D^0$  podia ser associado com um decaimento de um  $D^*$ . Na Tabela 5.3 se apresentam os valores usados para este corte.

---

<sup>3</sup>Chámase de corte a um certo critério usado para selecionar eventos.

Tabela 5.3: Valores do corte  $L/\sigma_L$  para os diferentes modos de decaimento.

Modo de decaimento	Corte $L/\sigma_L$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$L/\sigma_L > 1$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$	Se $OoM < 0,5 \Rightarrow L/\sigma_L > 5$ , de outra forma $L/\sigma_L > 1$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	Se $\Delta M(D^* - D^0) > 0,003$ e $OoM < 0,5 \Rightarrow L/\sigma_L > 5$ , de outra forma $L/\sigma_L > 1$

### 5.2.1 A amostra $D_s$

Para poder selecionar os candidatos a  $D_s$  usou-se os modos de decaimento ressonantes:

$$D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+, \quad \phi(1020) \rightarrow K^+K^-$$

$$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+, \quad \bar{K}^*(892)^0 \rightarrow K^- \pi^+$$

devido a que esses modos têm uma melhor relação sinal/background do que o modo de decaimento inclusivo  $D_s^+ \rightarrow K^+K^- \pi^+$ . Se requereu que os candidatos no modo de decaimento  $D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+$  ( $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+$ ) tivessem a massa  $K^+K^-$  ( $K^- \pi^+$ ) dentro do intervalo de  $\pm 2\sigma$  a partir da massa nominal de  $\phi(1020)$  ( $\bar{K}^*(892)^0$ ) respectivamente (Fig. 5.2). Outra grandeza usada para selecionar os candidatos  $D_s$ , foi o cosseno do ângulo ( $\text{Cos } \theta$ ) formado entre as direções do  $K^+$  e  $\pi^+$  ( $K^-$ ) no referencial do centro de massa do  $\phi(1020)\pi^+$  ( $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ ). O valor do  $|\text{Cos } \theta|$  tinha que ser maior que 0,3 (0,6) para os candidatos nos modos de decaimento  $\phi(1020)\pi^+$  ( $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ ) respectivamente, como mostrado na Fig. 5.3. Finalmente, para o modo de decaimento  $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+$ , a massa invariante de  $K^+K^-$  tinha que estar pelo menos  $2\sigma$  fora do intervalo de massa do  $\phi(1020)$ , o que assegurava amostras estatisticamente independentes para os dois modos de decaimento.



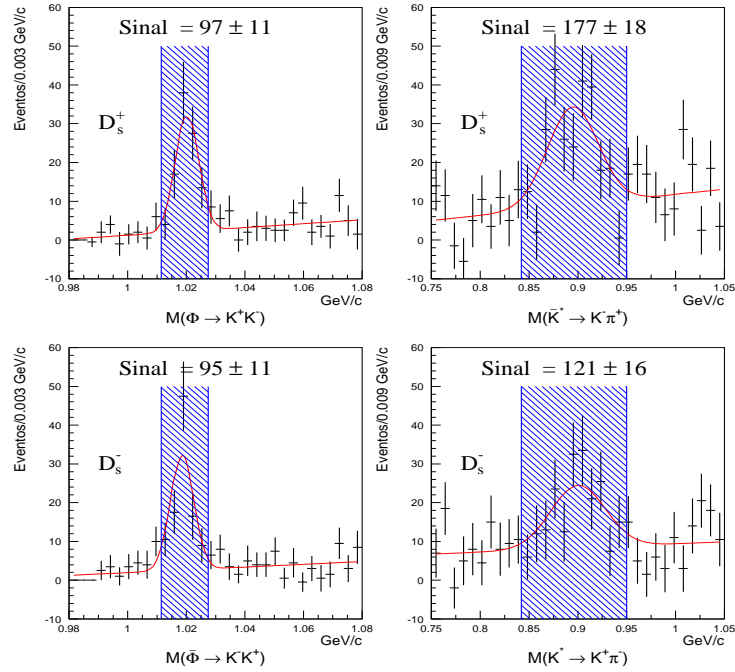


Figura 5.2: Distribuições de massa invariante das partículas constituintes de  $D_s$ :  $\phi(1020)$  e  $K^*(892)^0$ . As áreas sombreadas indicam as regiões de sinal consideradas ( $\pm 2\sigma$  do valor da massa nominal) para reconstruir o  $D_s$ .

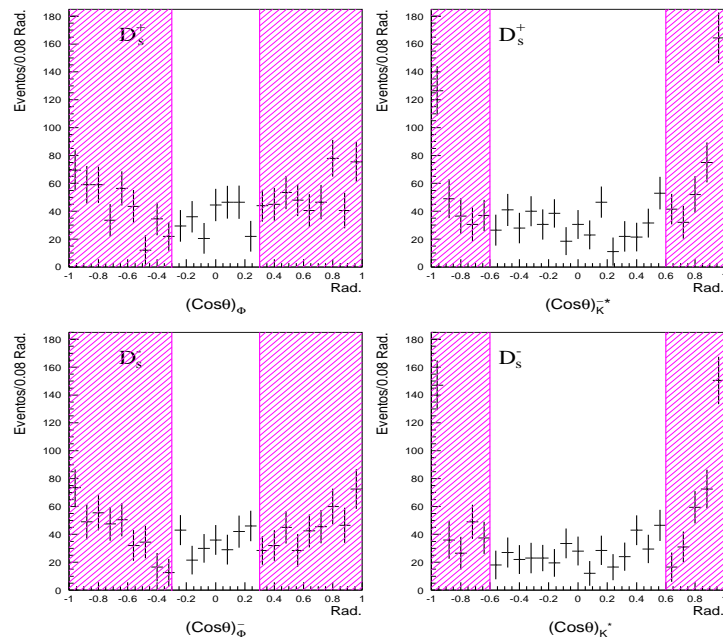


Figura 5.3: Distribuição de  $\text{Cos } \theta$  para os dois modos de decaimento ressonantes de  $D_s$ . As áreas sombreadas representam as regiões permitidas.

## 5.3 Amostra final de Pares de Partículas Charmosas

Após terem sido aplicados todos os critérios de seleção e reconstrução anteriormente mencionados, obteve-se a amostra final de dados que foi usada na análise dos dados. Esta amostra está composta pelas sub-amostras de pares charmosos:  $D^+D^-$ ,  $D^+\bar{D}^0$ ,  $D^0D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D_s^+D^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D_s^+\bar{D}^0$ ,  $D^+\Lambda_c^-$ ,  $\Lambda_c^+D^-$ ,  $D^0\Lambda_c^-$ ,  $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ ,  $D_s^+D_s^-$ ,  $D_s^+\Lambda_c^-$ ,  $\Lambda_c^+D_s^-$  e  $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ .

### Distribuições 2D da massa invariante normalizada dos Pares Charmosos

Na Fig. 5.4 se mostra a distribuição bidimensional de massa invariante normalizada<sup>4</sup> de todos os pares de partículas charmosas selecionados.

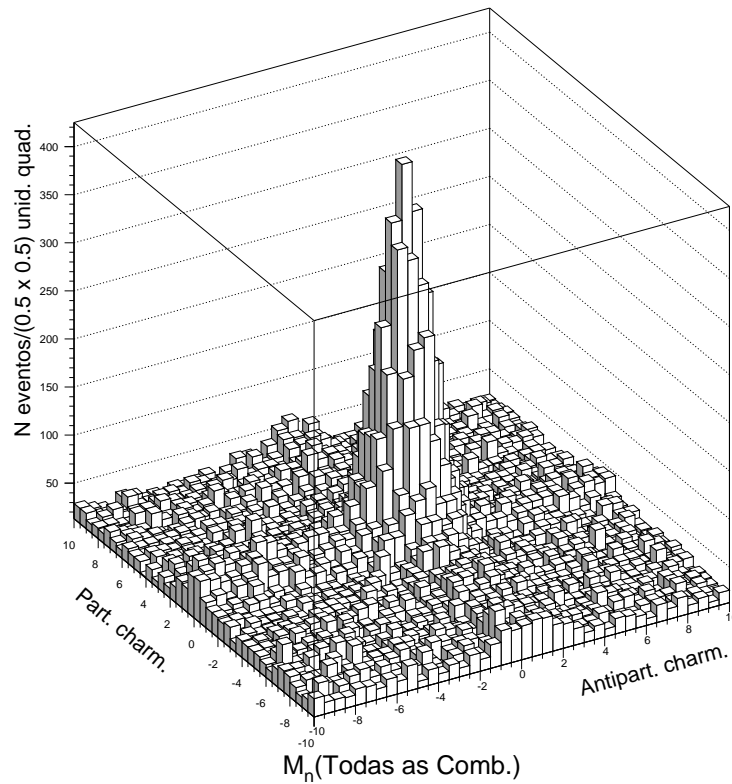


Figura 5.4: Distribuição bidimensional da massa normalizada de todas as partículas com charme versus a massa normalizada de partículas com anticharme.

<sup>4</sup>A massa normalizada está definida como:  $M_n = (M - M_{PDG})/\sigma_M$ , onde  $M$  é a massa medida experimentalmente,  $M_{PDG}$  é a massa nominal dada pelo PDG (Particle Data Group) [92], e  $\sigma_M$  é o erro associado à medida experimental da massa. Se  $M$  e  $\sigma_M$  são corretamente determinados, então a distribuição  $M_n$  para as partículas charmosas será uma gaussiana com média 0 e variância 1.

Nas Figs. [5.5-5.11] se mostram as distribuições bidimensionais de massa invariante normalizada de várias combinações de pares. Particularmente, na Fig. 5.11 se mostram as distribuições das amostras  $D_s^+D_s^-$ ,  $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ ,  $D_s^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D_s^-$ , que não foram incluídas na análise devido à sua baixa estatística. Já na Fig. 5.12, se mostram distribuições de pares charmosos agrupando sub-amostras de acordo a se uma das partículas componentes é um D,  $D_s$  ou  $\Lambda_c$  ( $D\bar{D}$ ,  $(DD_s^-+D_s^+\bar{D})$ ,  $(D\Lambda_c^++\Lambda_c^-\bar{D})$ ).

Na Fig. 5.13 se apresenta a distribuição de massa invariante normalizada de todas as combinações de pares (similar à Fig. 5.4), mas na forma de "scatter plot" bidimensional. Desta forma é mais simples apreciar cómo os eventos estão distribuídos ao longo da janela bidimensional de massa das partículas e antipartículas. Neste scatter plot 2D podem ser identificados três tipos de eventos:

- Eventos de background combinatorial, formado por falsos candidatos charmosos espalhados por todo o histograma.
- Eventos de background nas "faixas", formado por pares contendo um candidato charmoso real e um outro falso, e que aparecem no histograma 2D como duas faixas, uma horizontal e outra vertical.

Faixa horizontal (partícula verdadeira e antipartícula falsa):

$$|M_{part}| \lesssim 2\sigma_{M_{part}}$$

Faixa vertical (antipartícula verdadeira e partícula falsa):

$$|M_{antipart}| \lesssim 2\sigma_{M_{antipart}}$$

- Eventos de sinal formado por candidatos charmosos verdadeiros.

Região central:

$$|M_{part}| \lesssim 2\sigma_{M_{part}} \quad \text{e} \quad |M_{antipart}| \lesssim 2\sigma_{M_{antipart}}$$

Além dos eventos do sinal, esta região também contém os outros dois tipos de eventos de background.

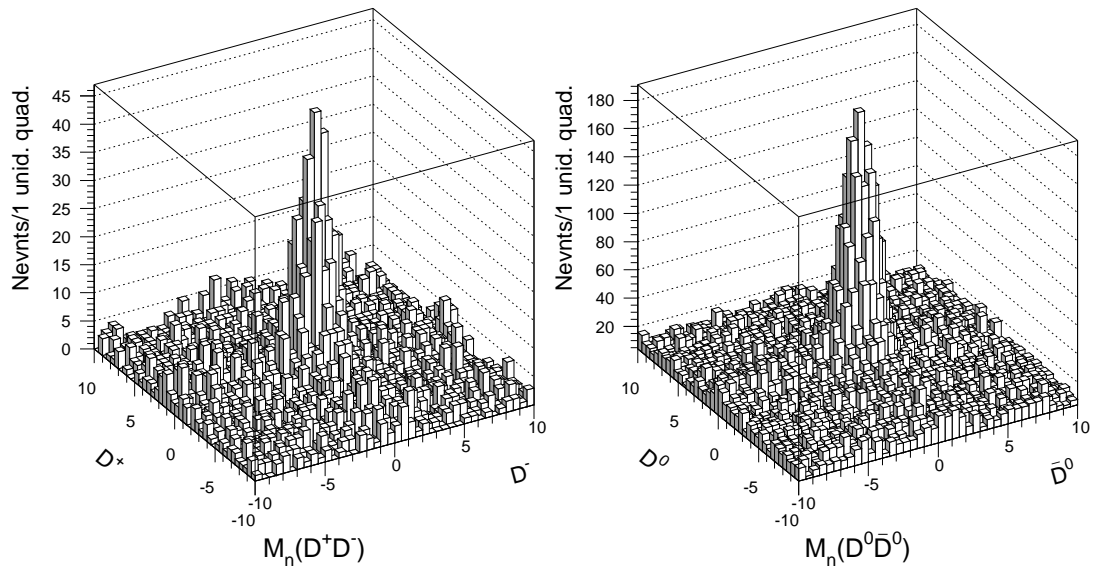


Figura 5.5: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^+D^-$  e  $D^0\bar{D}^0$ .

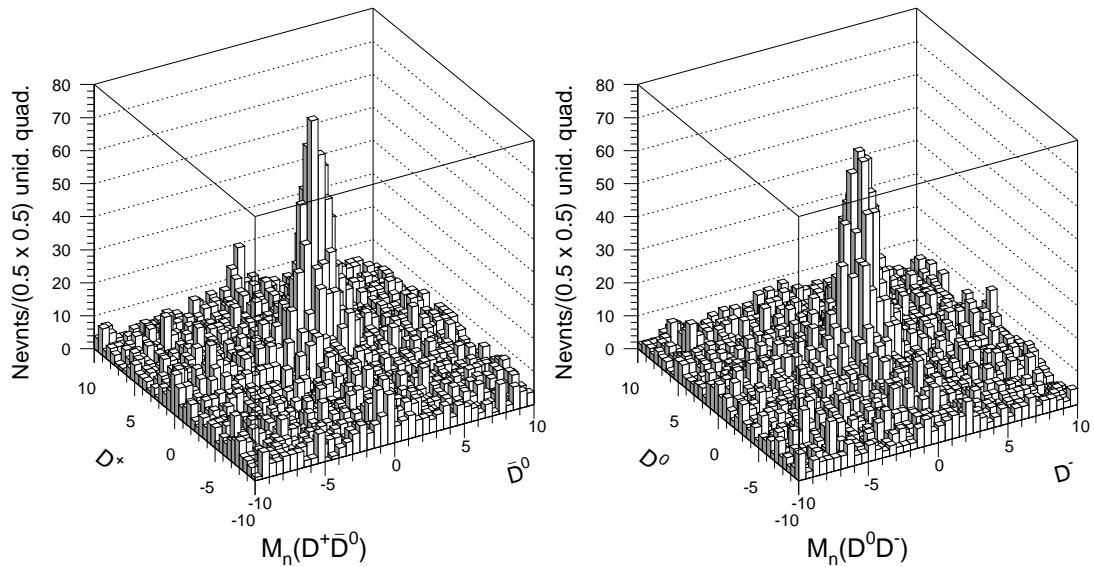


Figura 5.6: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^+D^0$  e  $D^0D^-$ .

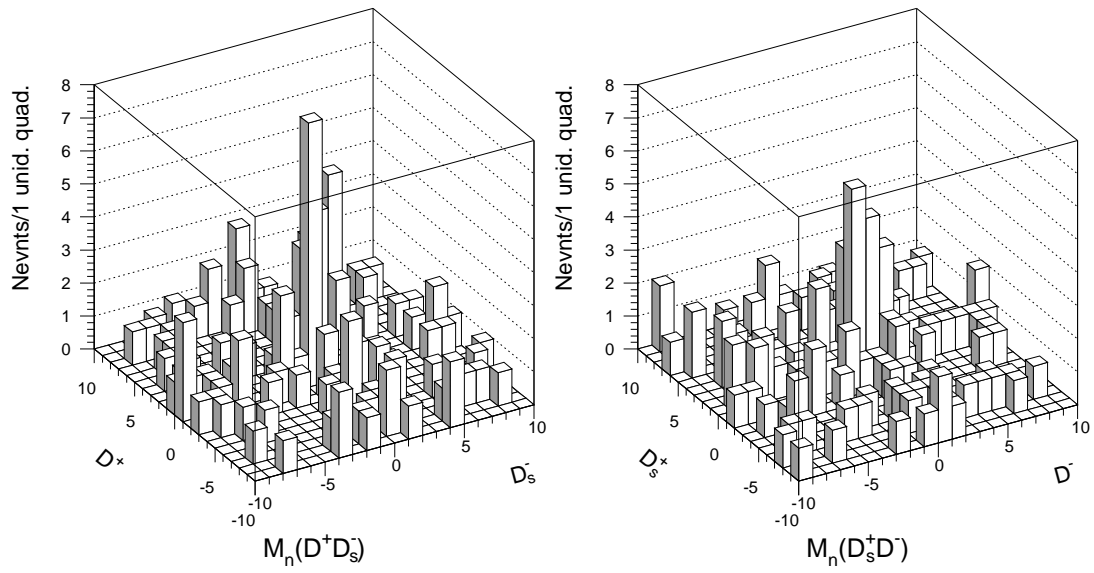


Figura 5.7: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^+D_s^-$  e  $D_s^+D^-$ .

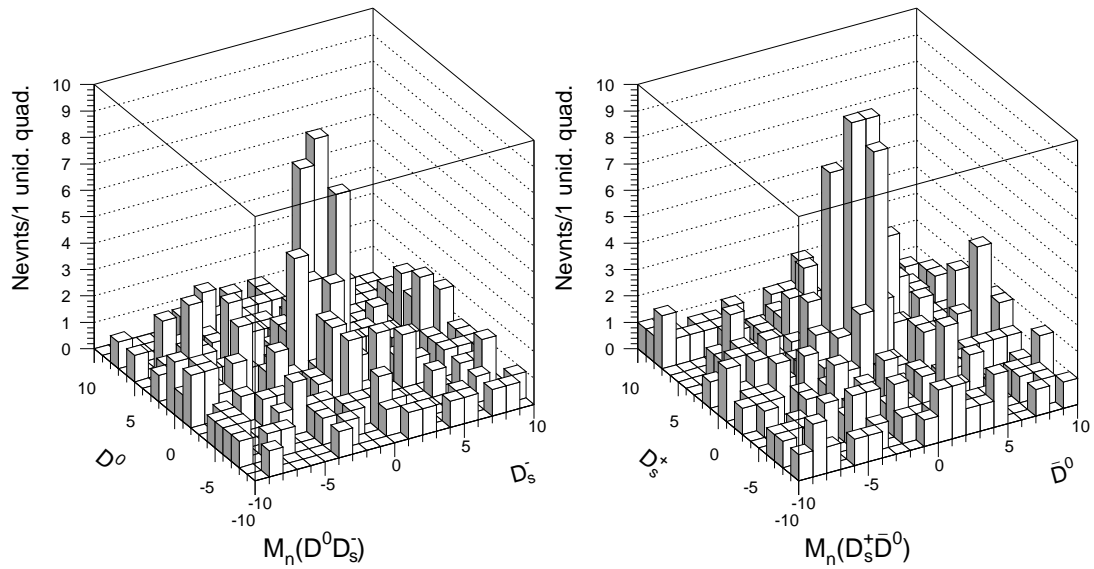


Figura 5.8: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^0D_s^-$  e  $D_s^+D^0$ .

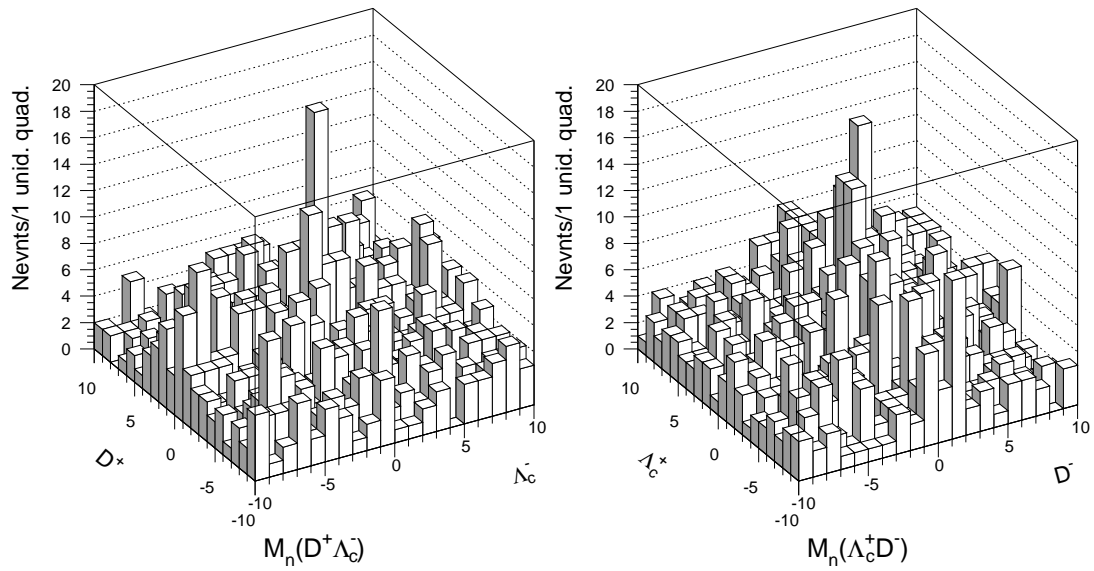


Figura 5.9: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^-$ .

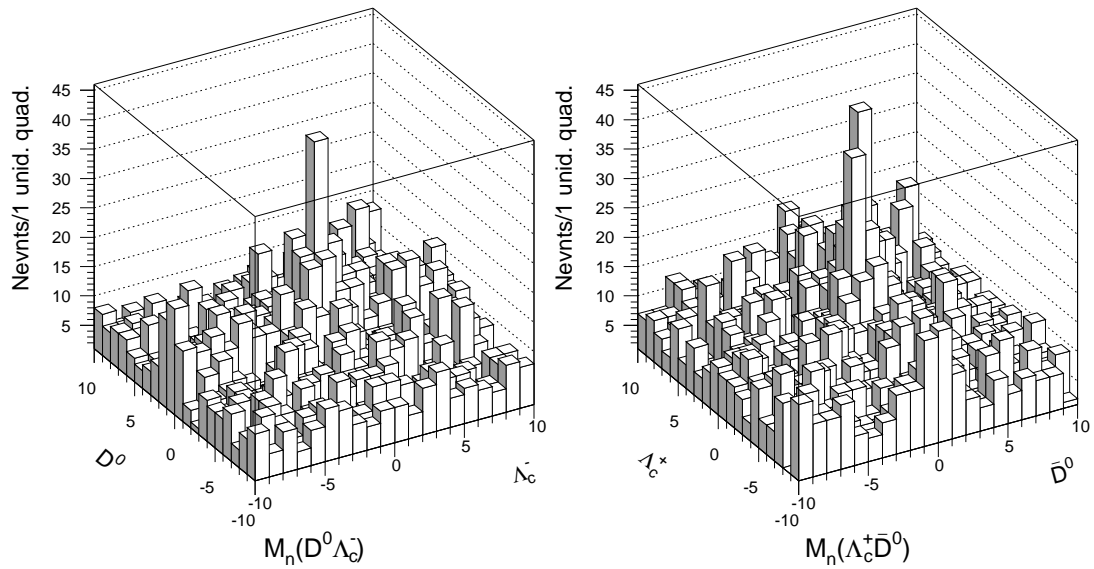


Figura 5.10: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos  $D^0\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^0$ .

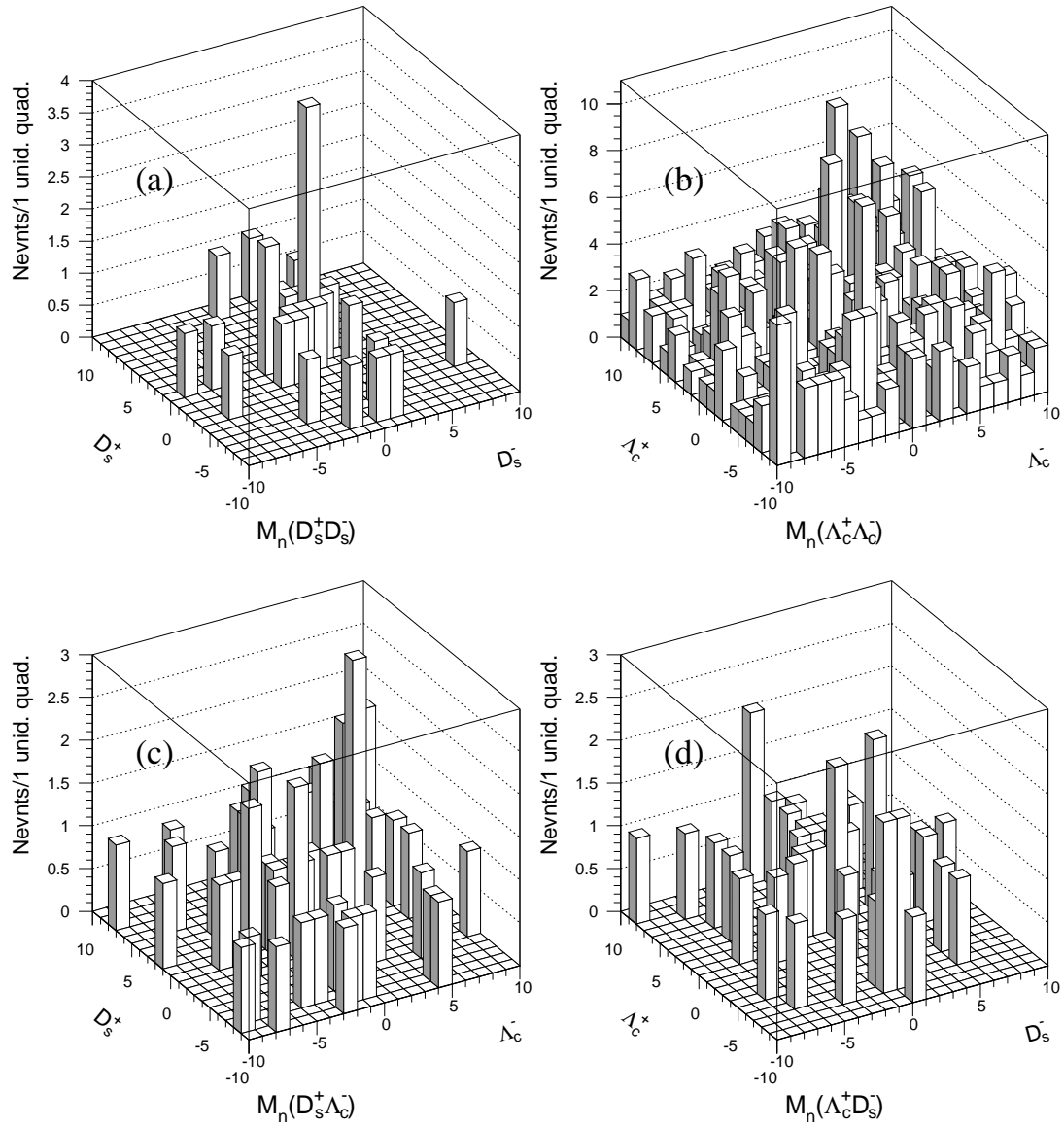


Figura 5.11: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos (a)  $D_s^+ D_s^-$ , (b)  $\Lambda_c^+ \Lambda_c^-$ , (c)  $D_s^+ \Lambda_c^-$  e (d)  $\Lambda_c^+ D_s^-$ .

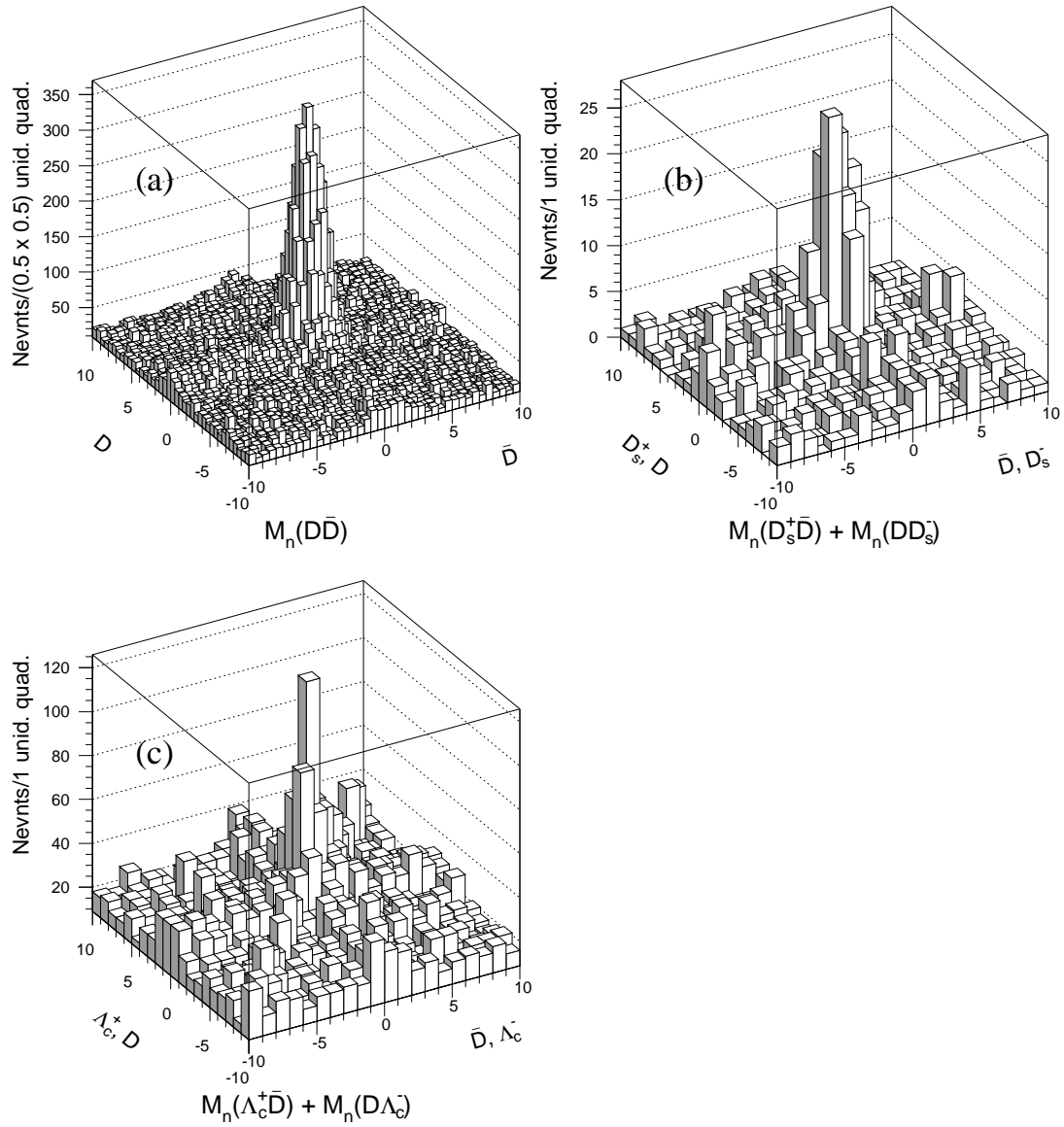


Figura 5.12: Distribuições de massa invariante normalizada dos pares charmosos (a)  $D\bar{D}$  (b)  $D_s^+\bar{D}+D\bar{D}_s^-$  and (c)  $\Lambda_c^+\bar{D}+D\Lambda_c^-$ .



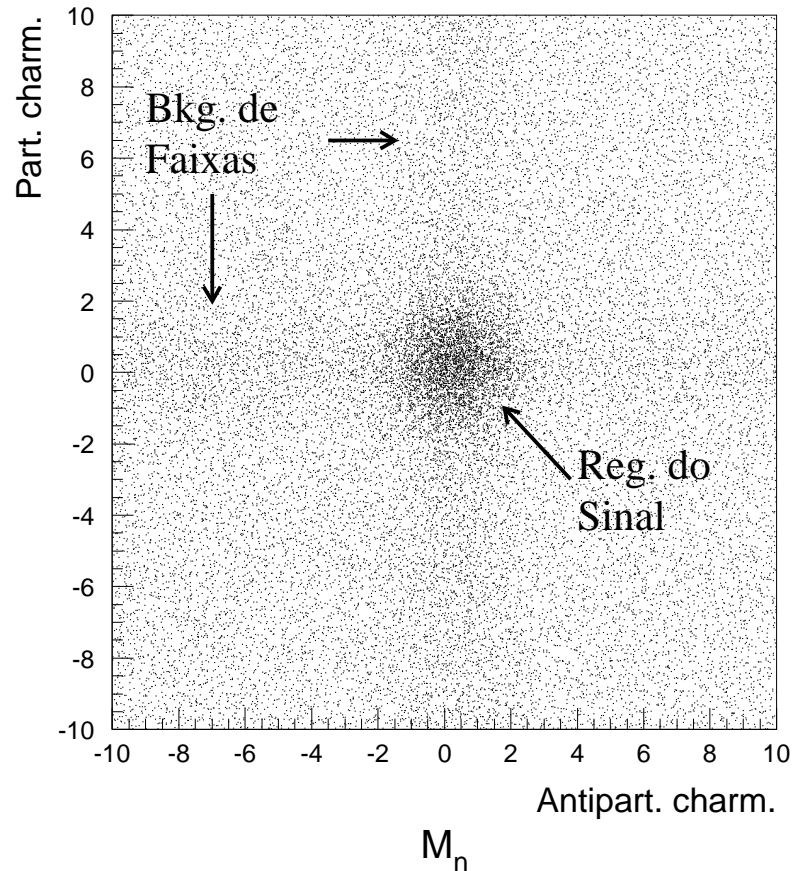


Figura 5.13: Distribuição da massa invariante normalizada dos pares de partículas charmosas considerando todas as combinações. O scatter plot 2D contém os três tipos de eventos: eventos de background combinatorial espalhados pelo plot inteiro, eventos de background de faixas horizontal e vertical, e eventos de pares reais na região central.

### Distribuições uni-dimensionais de massa invariante

Nas Figs. [5.14-5.16] se apresentam as distribuições uni-dimensionais de massa invariante de cada partícula charmosa considerada na análise ( $D$ ,  $D_s$  e  $\Lambda_c^+$ ), nos seus modos de decaimento individuais. Na Fig. 5.14, além do pico correspondente à massa verdadeira, se observam outros picos menores nas distribuições de massa dos decaimentos  $K\pi\pi$  e  $K\pi\pi\pi$  correspondentes ao  $D^*(2010)^\pm$  e  $D^*(2007)^0$  respectivamente. A Fig. 5.15 mostra as distribuições de massa de  $D_s$  com o background subtraído para os dois modos de decaimento ressonantes usados. Aqui também, além do pico na massa verdadeira de  $D_s$ , pode ser observado um segundo pico ao redor de  $1,87 \text{ GeV}/c$  nos dois modos de decaimento. Estes picos correspondem a um falso  $D^+$  e são produzidos devido a uma má identificação de um  $K$  em vez de

um  $\pi$  ( $K \rightarrow \pi$ ) na hora da reconstrução. Por último, na Fig. 5.16 se mostra as distribuições da massa invariante do  $\Lambda_c$ .

Para se obter o número de eventos de cada decaimento individual, foram realizados ajustes<sup>5</sup> usando uma função Gaussiana (ou duas dependendo do caso) para modelar o sinal (sinais), e um polinômio de primeiro grau para modelar o background. Na Tabela 5.4 se apresenta um resumo do número de eventos obtidos para cada modo de decaimento.

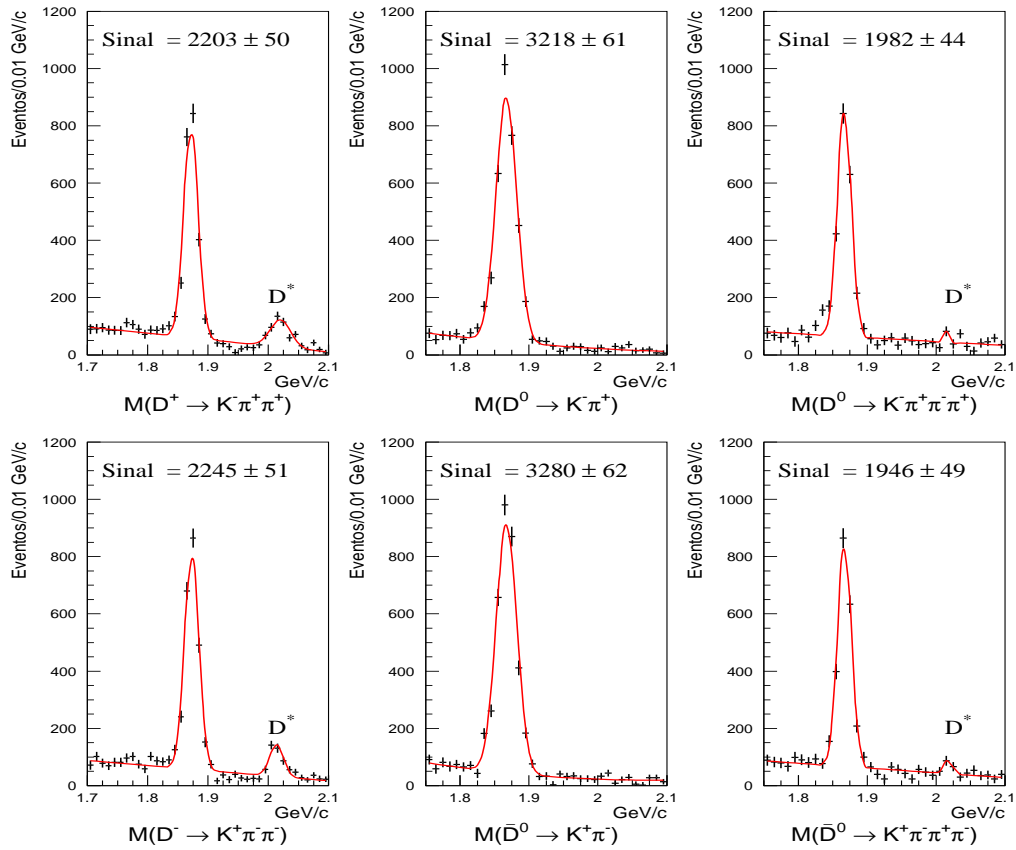


Figura 5.14: Distribuições da massa invariante das partículas  $D^+$ ,  $D^0$ ,  $D^-$  e  $\bar{D}^0$ , de acordo ao modo de decaimento.

<sup>5</sup>O processo de ajuste é similar ao descrito na Sec. 6.1.1, só que aplicado ao caso unidimensional.

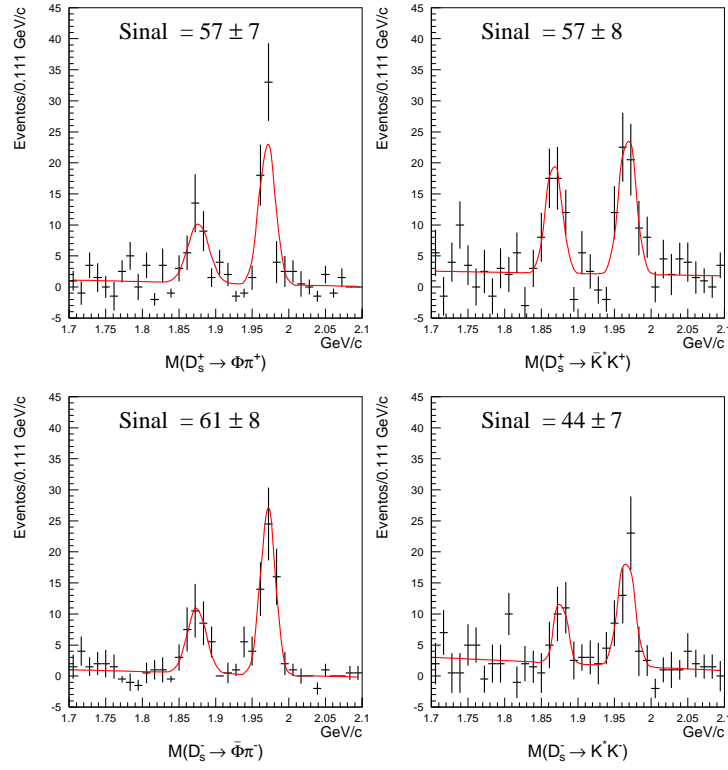


Figura 5.15: Distribuições de massa invariante de  $D_s^+$  e  $D_s^-$  nos modos ressonantes de decaimento  $\phi(1020)\pi^\pm$  e  $K^*(892)^0K^\pm$ . Os histogramas superiores correspondem a  $D_s^+$  e os inferiores a  $D_s^-$ .

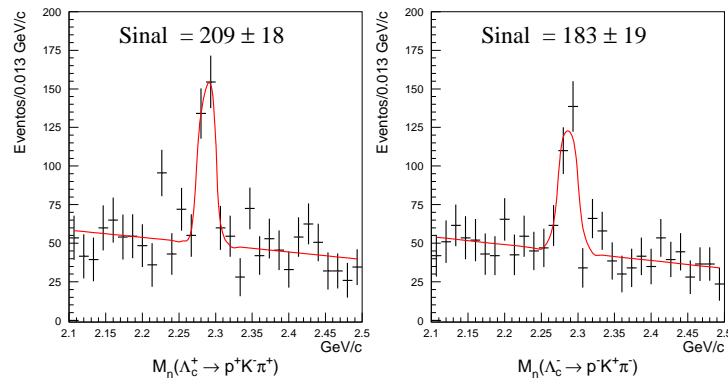


Figura 5.16: Distribuições da massa invariante das partículas  $\Lambda_c^+$  e  $\Lambda_c^-$ .

Tabela 5.4: Número de eventos das partículas charmosas de acordo ao modo de decaimento.

	Modo de Decaimento	Número de eventos
Partículas Charmosas	$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$2.203 \pm 50$
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$3.218 \pm 61$
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$1.982 \pm 44$
	$D_s^+ \rightarrow \phi(1020) \pi^+$	$57 \pm 7$
	$D_s^+ \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+$	$57 \pm 8$
	$\Lambda_c^+ \rightarrow p^+ K^- \pi^+$	$209 \pm 18$
Antipartículas Charmosas	$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$2.245 \pm 51$
	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$3.280 \pm 60$
	$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$1.946 \pm 49$
	$D_s^- \rightarrow \phi(1020) \pi^-$	$61 \pm 8$
	$D_s^- \rightarrow K^*(892)^0 K^-$	$44 \pm 7$
	$\Lambda_c^- \rightarrow p^- K^+ \pi^-$	$183 \pm 19$

# Capítulo 6

## Análise dos Dados

Nesta seção se descrevem os diferentes procedimentos realizados na análise dos dados. O primeiro passo foi a seleção e determinação do número de eventos dos pares de partículas charmosas considerados no estudo. Depois se fez o estudo das correlações entre as variáveis cinemáticas destes pares charmosos, ao comparar os dados da FOCUS com as predições feitas pelo modelo de fusão fóton-glúon para a geração de pares de quarks  $c\bar{c}$ , e o modelo de Lund que hadroniza estes quarks, implementados no programa de simulação de Monte Carlo PYTHIA. Finalmente, se calculou a razão entre canais de decaimento envolvendo pares de partículas com charme e seus respectivos pares conjugados de carga.

### 6.1 Determinação do Número de eventos dos Pares Charmosos

Para se obter as diferentes distribuições cinemáticas em estudo (ex. o momento transversal dos pares  $p_T$ , a diferença na rapidez  $\Delta y$ , etc.), é preciso ter um método para determinar o número de pares em cada intervalo (bin) de uma certa variável física. A seguir, são apresentados dois métodos para a determinação do número de pares charmosos.

#### 6.1.1 Método de Contagem

Uma forma simples de obter o número de eventos das diferentes amostras de pares charmosos é usar o *método de contagem*. Para isto, em cada distribuição bidimensional de massa invariante normalizada (Fig. 6.1) se seleciona quatro regiões:

- Região 1, contendo  $N_1$  eventos de background combinatorial;
- Região 2, contendo  $N_2$  eventos de background de banda vertical;

- Região 3, contendo  $N_3$  eventos de background de banda horizontal;
- Região 4, (a região do sinal) contendo  $N_4$  eventos, entre pares verdadeiros e os outros três tipos de background.

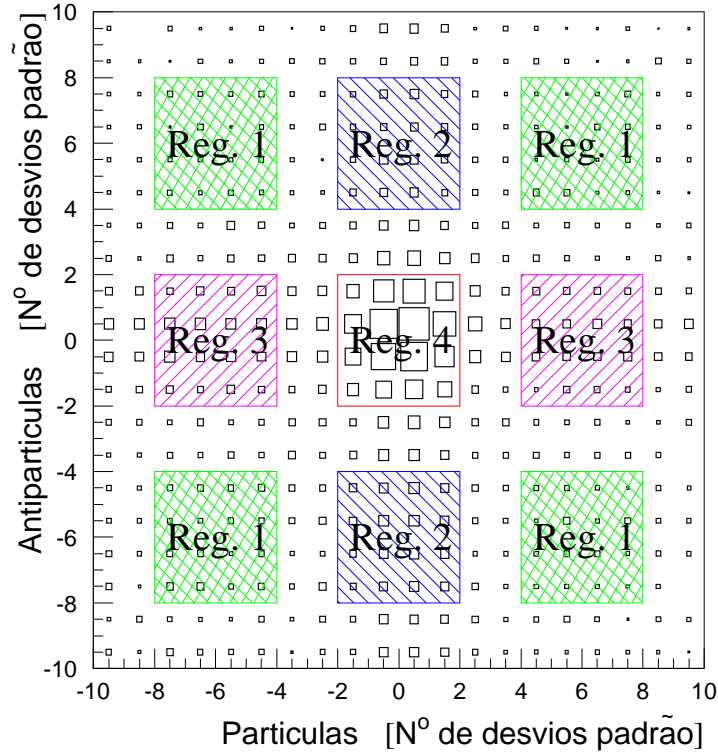


Figura 6.1: Regiões da distribuição bidimensional de massa invariante normalizada, consideradas no método de contagem.

Para poder determinar o número de pares verdadeiros na região do sinal, primeiro deve-se estimar o número de eventos de background nesta região. A Região 1, que envolve simetricamente a região do sinal, contém  $N_1$  eventos de background combinatorial e cobre uma área de  $4 \times (4 \text{ GeV} \times 4 \text{ GeV}) = 64 \text{ GeV}^2$ . Assumindo que a distribuição de eventos combinatoriais é linear tanto para as partículas como para as antipartículas, o número de eventos combinatorias na região de sinal que cobre uma área de  $4 \text{ GeV} \times 4 \text{ GeV} = 16 \text{ GeV}^2$  é aproximadamente de  $(16/64)N_1$ . A Região 2 cobre uma área de  $2 \times (4 \text{ GeV} \times 4 \text{ GeV}) = 32 \text{ GeV}^2$ . Então o número de eventos de background de banda vertical na região do sinal é  $(16/32)N_2 - (16/64)N_1$ , onde o número de eventos de background combinatorial é subtraído já que na Região 2 se tem eventos de background de banda vertical assim como

eventos de background combinatorial. De forma similar, o número de eventos de background de banda horizontal na região do sinal é  $(16/32)N_3 - (16/64)N_1$ .

Portanto, uma estimativa para o número de partículas charmosas na região de sinal é:

$$N_s = N_4 - (16/64)N_1 - [(16/32)N_2 - (16/64)N_1] - [(16/32)N_3 - (16/64)N_1]$$

$$N_s = N_4 - 1/2(N_2 + N_3) + 1/4(N_1) \quad (6.1)$$

onde o erro na estimativa no número de pares é dado pela expressão:

$$\sigma_{N_s} = \sqrt{N_4 + (1/2)^2(N_2 + N_3) + (1/4)^2(N_1)} \quad (6.2)$$

Como exemplo se tem que, para a distribuição bidimensional de massa invariante normalizada de todas as combinações de pares charmosos (Fig. 5.13),  $N_1 = 7452$ ,  $N_2 + N_3 = 10972$  e  $N_4 = 10993$  eventos. Usando as Eqs. 6.1 e 6.2 se obtém que o número total de pares charmosos é de  $N_s = 7.370 \pm 119$ .

Na Tabela 6.1 se apresenta um resumo do número de eventos das diferentes amostras de pares de partículas charmosas, obtidos com o método de contagem.

Tabela 6.1: Número de eventos das diferentes amostras de pares charmosos, obtidos usando o método de contagem.

Par charmoso	$Y_{cont.}$
<b>Todas as comb.</b>	<b>7.370 ± 119</b>
DD	6.726 ± 111
$D_s^+ \bar{D} + DD_s^-$	163 ± 16
$\Lambda_c^+ \bar{D} + D\Lambda_c^-$	430 ± 38
$D^+ D^0$	1.304 ± 49
$D^0 D^-$	1.301 ± 49
$D^+ D_s^-$	26 ± 7
$D_s^+ D^-$	33 ± 7
$D^0 D_s^-$	41 ± 9
$D_s^+ \bar{D}^0$	63 ± 10
$D^+ \Lambda_c^-$	47 ± 14
$\Lambda_c^+ D^-$	72 ± 15
$D^0 \Lambda_c^-$	136 ± 22
$\Lambda_c^+ \bar{D}^0$	176 ± 24
$D^+ D^-$	702 ± 35
$D^0 \bar{D}^0$	3.420 ± 80

### 6.1.2 Método de ajuste Binned Maximum Likelihood

Um método mais "poderoso" para determinar o número de pares charmosos é o método conhecido como *maximum likelihood* [93]. Neste método se assume que se tem  $N$  medidas independentes de uma ou mais quantidades, e que estas quantidades  $z_j$  estão distribuídas de acordo a uma certa função densidade de probabilidade  $\mathcal{F}(z_j|\vec{\theta})$ , onde  $\vec{\theta}$  é um conjunto de parâmetros a serem determinados. Para determinar o conjunto de valores  $\vec{\theta}$  que maximiza a probabilidade conjunta para todos os eventos tem que se resolver numericamente o conjunto de equações:

$$\frac{\partial \ln \mathcal{L}(\vec{\theta})}{\partial \theta_j} = 0, \quad \text{onde} \quad \mathcal{L}(\vec{\theta}) = \prod_{j=1}^N \mathcal{F}(z_j; \vec{\theta}) \quad (6.3)$$

Em particular para esta análise, se usou o método *binned maximum likelihood* sobre os histogramas de massa invariante normalizada bidimensionais, para obter o número de eventos das amostras de pares charmosos. Para cada amostra de pares, se tem um histograma com  $M \times N$  bins, onde cada bin tem uma área constante  $s$ :

$$s = h_x \cdot h_y \quad ; \quad h_x \equiv \frac{(x_f - x_i)}{M} \\ h_y \equiv \frac{(y_f - y_i)}{N}$$

sendo  $x_f$  e  $x_i$  ( $y_f$  e  $y_i$ ) os limites superior e inferior do eixo de coordenadas X (Y). Então, o conteúdo do bin  $(p, q)$  ( $p = 1 \dots M$ ,  $q = 1 \dots N$ ) dado pelo ajuste será:

$$f_{pq}(\vec{\theta}) = \int_{x_i+h_x \cdot (p-1)}^{x_i+h_x \cdot p} \int_{y_i+h_y \cdot (q-1)}^{y_i+h_y \cdot q} f(x, y|\vec{\theta}) dx dy \quad (6.4)$$

onde  $f(x, y|\vec{\theta})$  é a função que parametriza a forma e a altura do histograma (e portanto não precisa ser normalizada).

Se assume-se que o número de eventos de cada bin ( $n_{pq}$ ) está distribuído de acordo a uma distribuição de Poisson [94], então a função likelihood será:

$$\mathcal{L}(\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^M \frac{(f_{pq})^{n_{pq}} e^{-f_{pq}}}{n_{pq}!} \quad (6.5)$$

É sempre mais conveniente trabalhar com o log-likelihood negativo [94], então:

$$-\ln \mathcal{L}(\vec{\theta}) = - \sum_{i=1}^M (n_{pq} \ln f_{pq} - f_{pq} - \ln n_{pq}!) \quad (6.6)$$



Na Eq. 6.6 pode-se eliminar o termo  $\sum_{i=1}^M \ln n_{pq}!$  já que é independente de  $\vec{\theta}$  e não afeta o resultado do ajuste. Então, ignorando esta constante se obtém que a função a ser minimizada é:

$$-\ln \mathcal{L}(\vec{\theta}) = - \sum_{i=1}^M (n_{pq} \ln f_{pq} - f_{pq}) \quad (6.7)$$

Para poder construir a função paramétrica  $f(x, y|\vec{\theta})^1$  que ajusta as distribuições de massa invariante normalizadas (ex. Fig. 5.4), se assume que:

- A distribuição dos eventos charmosos verdadeiros pode ser modelada por uma função Gaussiana bidimensional.
- As distribuições dos eventos charmosos de background nas "faixas" (vertical e horizontal) podem ser modeladas por funções Gaussianas lineares.
- A distribuição dos eventos de background pode ser modelada por uma função linear bidimensional.

Então, a função paramétrica tem a forma:

$$f(x, y|\vec{\theta}) = N_S \cdot G_{2D}(x, y; \sigma_{xy}, \mu_x, \mu_y) + N_x \cdot G_{1D}(x; \sigma_x, \mu_x) + \quad (6.8)$$

$$N_y \cdot G_{1D}(y; \sigma_y, \mu_y) + N_B \cdot P_{2D}(x, y; b_x, b_y)$$

onde as funções  $G_{2D}$ ,  $G_{1D}$  e  $P_{2D}$  correspondem a:

$$\begin{aligned} \text{Evnts. na região do Sinal: } G_{2D}(x, y; \sigma_{xy}, \mu_x, \mu_y) &= \frac{1}{2\pi \sigma_{xy}^2} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{(x-\mu_x)^2 + (y-\mu_y)^2}{\sigma_{xy}^2} \right]} \\ \text{Evnts. charme verdad. vs. falso anticharme: } G_{1D}(x; \sigma_x, \mu_x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{x-\mu_x}{\sigma_x} \right]^2} \\ \text{Evnts. anticharme verdad. vs. falso charme: } G_{1D}(y; \sigma_y, \mu_y) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{y-\mu_y}{\sigma_y} \right]^2} \\ \text{Evnts. bkg. combinat.: } P_{2D}(x, y; b_x, b_y) &= \frac{1}{(x_f - x_i)(y_f - y_i)} + b_x(x - m_x) + b_y(y - m_y) \end{aligned}$$

Portanto, os parâmetros desconhecidos na função likelihood são:

$$\vec{\theta} = (N_S, N_B, N_x, N_y, \sigma_{xy}, \sigma_x, \sigma_y, \mu_x, \mu_y, b_x, b_y) \quad (6.9)$$

onde:

---

<sup>1</sup>Neste caso  $(x, y) \equiv (M_n(c), M_n(\bar{c}))$ , são as massas normalizadas das partículas e antipartículas charmosas.

- $N_S$ : número de eventos na região do sinal.
- $N_x$ : número de eventos na região que contem uma partícula com charme verdadeiro e uma com anticharme falso.
- $N_y$ : número de eventos na região que contem uma partícula com anticharme verdadeiro e uma com charme falso.
- $N_B$ : número de eventos de background combinatorial.
- $\sigma_{xy}$ : largura da gaussiana para os eventos do sinal.
- $\sigma_x, \sigma_y$ : larguras das gaussianas correspondentes aos pares contendo uma partícula com charme (anticharme) verdadeiro e uma com falso anticharme (charme) respectivamente.
- $\mu_x, \mu_y$ : Valor central das massas para as partículas com charme e anticharme respectivamente.
- $b_x, b_y$ : inclinações da função linear do background combinatorial para as partículas com charme e anticharme respectivamente.

Para resolver a equação do likelihood (Eq. 6.3), se usou o programa FORTRAN de minimização de funções e análise de erros chamado MINUIT [95]. A Fig. 6.2 mostra a forma da função paramétrica  $f(x, y|\vec{\theta})$  utilizada na maximização da probabilidade conjunta  $\mathcal{L}$ , para as distribuições bidimensionais de massa invariante normalizada.

Na Tabela 6.2 se apresenta um resumo do número de eventos obtidos para as diferentes amostras de pares charmosos, usando o método de ajuste *binned maximum likelihood*.

Dos resultados apresentados nas Tabelas 6.1 e 6.2, se observa que para quase todas as amostras de pares charmosos (exceto em aquelas que contem uma partícula  $\Lambda_c$ ), o número de eventos obtidos pelo método maximum likelihood apresenta uma diferença da ordem do 10% para mais (dentro dos erros), em relação ao número de eventos obtidos pelo método de contagem, como mostrado na Tabela 6.3. Na Tabela 6.3 também se observa que, no caso dos pares contendo uma partícula  $\Lambda_c$ , a razão entre os números de eventos obtidos pelos dois métodos é aproximadamente 1. Mas, considerando o tamanhos dos erros nestas razões, a diferença entre os números de eventos obtidos por ambos métodos para as amostras de pares com  $\Lambda_c$ , ainda é compatível com o 10% a mais do método *maximum likelihood* observada nas outras amostras de pares.

Esta diferença nos números de eventos obtidos pelos dois métodos é devido a que, no método de contagem, a região do sinal é definida mediante um "corte"

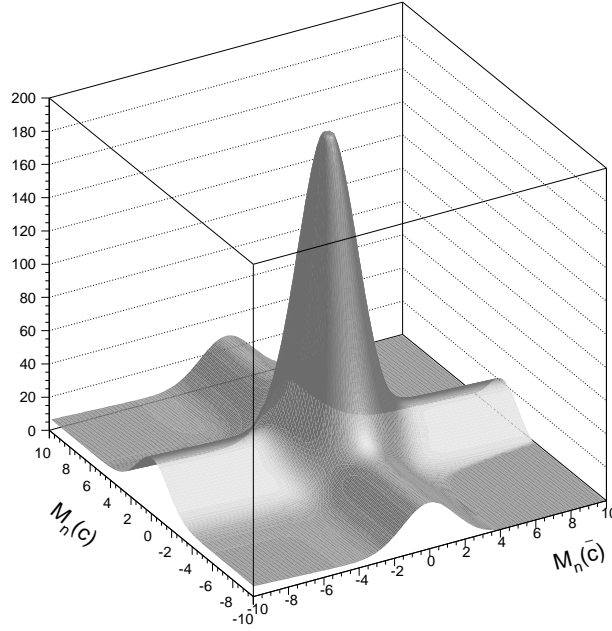


Figura 6.2: Forma da função  $f(M_n(c), M_n(\bar{c})|\vec{\theta})$  usada para maximizar a probabilidade conjunta  $\mathcal{L}$  para as distribuições de massa invariante.

Tabela 6.2: Número de eventos obtidos usando o método de ajuste *binned maximum likelihood* para várias amostras de pares charmosos.

Par charmoso	$Y_{log-likeli.}$
<b>Todas as comb.</b>	<b><math>8.283 \pm 144</math></b>
DD	$7.638 \pm 133$
$D_s^+ \bar{D} + DD_s^-$	$176 \pm 18$
$\Lambda_c^+ \bar{D} + D\Lambda_c^-$	$421 \pm 46$
$D^+ D^0$	$1.467 \pm 60$
$D^0 D^-$	$1.508 \pm 59$
$D^+ D_s^-$	$27 \pm 7$
$D_s^+ D^-$	$36 \pm 8$
$D^0 D_s^-$	$48 \pm 9$
$D_s^+ \bar{D}^0$	$68 \pm 11$
$D^+ \Lambda_c^-$	$47 \pm 10$
$\Lambda_c^+ D^-$	$69 \pm 21$
$D^0 \Lambda_c^-$	$122 \pm 21$
$\Lambda_c^+ \bar{D}^0$	$175 \pm 36$
$D^+ D^-$	$758 \pm 38$
$D^0 \bar{D}^0$	$3.929 \pm 96$

bidimensional de  $\pm 2\sigma$  a partir da região central na distribuição de massa invariante normalizada, o que deixa fora da contagem alguns eventos que são levados em conta no método *maximum likelihood*.

Tabela 6.3: Razão entre os números de eventos obtidos por ambos métodos ( $Y_{cont.}/Y_{log-likeli.}$ ) para as diferentes amostras de pares charmosos.

Par charmoso	$Y_{contag.}/Y_{log-likeli.}$
<b>Todas as comb.</b>	$0,89 \pm 0,02$
DD	$0,88 \pm 0,02$
$D_s^+ \bar{D} + DD_s^-$	$0,93 \pm 0,13$
$\Lambda_c^+ \bar{D} + D\Lambda_c^-$	$1,02 \pm 0,14$
$D^+ D^0$	$0,89 \pm 0,05$
$D^0 D^-$	$0,86 \pm 0,05$
$D^+ D_s^-$	$0,96 \pm 0,36$
$D_s^+ D^-$	$0,92 \pm 0,28$
$D^0 D_s^-$	$0,85 \pm 0,25$
$D_s^+ \bar{D}^0$	$0,93 \pm 0,21$
$D^+ \Lambda_c^-$	$1,00 \pm 0,38$
$\Lambda_c^+ D^-$	$1,04 \pm 0,40$
$D^0 \Lambda_c^-$	$1,11 \pm 0,29$
$\Lambda_c^+ \bar{D}^0$	$1,01 \pm 0,19$
$D^+ D^-$	$0,93 \pm 0,07$
$D^0 \bar{D}^0$	$0,87 \pm 0,03$

## 6.2 Estudos de Simulação de Monte Carlo.

Os estudos de simulação de Monte Carlo (MC) sempre são importantes nas análises de física de altas energias, já que permitem entre outras coisas, ter um melhor entendimento da resposta do detector à passagem das partículas resultantes da interação, assim como também permitem comparar os resultados obtidos experimentalmente com os modelos teóricos atuais.

O Monte Carlo da FOCUS consistiu do gerador de eventos PYTHIA 6.127 e dos algoritmos de simulação do detector da experiência. Como já foi mencionado na Sec. 1.5, o gerador de Monte Carlo PYTHIA produz eventos charmosos usando o modelo de fusão de fóton-glúon (*photon-gluon fusion*, PGF), aplicados a um feixe de fótons e aos núcleons do alvo, onde são esperados os gráficos topológicos mostrados na Fig. 1.2. O gerador também faz uso do modelo de Lund de fragmentação de cordas para "vestir" (hadronizar) os quarks em partículas com charme, como mostrado na Fig. 1.4.

A produção de eventos Monte Carlo é realizada em três fases: geração, digitalização e reconstrução. Para cada evento gerado se obtém uma lista chamada de "trust table" (tabela de verdade), que contém informação sobre todas as partículas produzidas no evento: os momentos, pontos de decaimento (vértices), etc. Nesta fase se forneceram ao gerador as informações sobre os modos de decaimento de interesse, a energia e tipo de partícula do feixe (feixe de fótons no nosso caso), e a natureza e geometria do alvo onde se dá a interação. A digitalização consistiu em simular a passagem das partículas produzidas no evento pelo espectrômetro FOCUS, considerando a resolução, ineficiências e interferências devidas à eletrônica e a geometria do detector. Como resultado se obtiveram dados "brutos" no mesmo formato que os dados experimentais coletados pelo detector da FOCUS. Finalmente, estes dados de Monte Carlo passaram pela mesma rotina de reconstrução que foi aplicada aos dados reais para gerar as ntuplas usadas na análise.

### 6.2.1 Amostras de Monte Carlo: MCDD2 e MCDSL

Para poder estudar a produção, e os efeitos das correlações de algumas das variáveis cinemáticas dos pares de partículas charmosas, foram geradas duas amostras de Monte Carlo:

- **MCDD2**: parametrizada para favorecer uma melhor simulação da produção das partículas  $D^+$  e  $D^0$ .
- **MCDSL**: parametrizada para favorecer uma melhor simulação da produção das partículas  $D_s$  e  $\Lambda_c$ .

A principal diferença entre as duas amostras é a forma funcional usada para a distribuição da fração " $\chi$ " do momento do núcleon do alvo carregada pelo "quark solteiro", como resultado da interação fóton-núcleon.

$$\frac{dN}{d\chi} \sim 3(1 - \chi)^2; \quad (\text{MCDD2}) \quad (6.10)$$

$$\frac{dN}{d\chi} \sim \frac{(1 - \chi)^2}{\sqrt{\chi^2 + c_{\min}^2}}; \quad (\text{MCDSL}) \quad (6.11)$$

onde  $c_{\min}^2 = 0,6 \text{ GeV}/E_{\text{cm}}$ , e  $E_{\text{cm}}$  é a energia do centro de massa.

A primeira distribuição (Eq. 6.10) está baseada numa simples regra de contagem de estados de quarks e é muito similar à distribuição usada pelo experimento E687

(antecessor do experimento FOCUS), principalmente nos estudos de assimetrias na produção, e também de correlações. A segunda distribuição (Eq. 6.11), é a distribuição padrão do PYTHIA, usada como base para a maioria das simulações de Monte Carlo de processos de altas energias atuais. Em ambos dos casos, é assumido que o momento restante do núcleon é carregado pelo diquark.

Alguns dos parâmetros usados na geração das duas amostras de Monte Carlo são apresentados a seguir (a letra D representa o valor padrão usado pelo PYTHIA):

▷ Parâmetros comuns usados pelas duas amostras de MC

- $E_{\text{cm}}(\text{min}) = 3 \text{ GeV}$  (D = 10 GeV); é a energia mínima no centro de massa de um evento.
- $m_Q = 1,6$  (D = 1,35); massa efetiva do quark charme expressado em GeV.
- $\Delta\chi = [0,-1,0001]$  (D = [0-1]); intervalo de  $\chi$  (fração de momento do núcleon) permitido para o "bachelor quark" dentro do núcleon.
- $\sigma_{k_\perp} = 0,6 \text{ GeV}/c$  (D = 0.44 GeV/c); largura da distribuição gaussiana do momento transversal intrínseco ( $k_\perp$ ) dos pártons dentro do núcleon, isto é:  $\exp(-k_\perp^2/\sigma_{k_\perp}^2)k_\perp dk_\perp$ , com  $\langle k_\perp^2 \rangle = \sigma_{k_\perp}^2$ .
- Cut-off ( $k_\perp$ ) = 3 GeV/c (D = 2 GeV/c); corte superior na distribuição do momento transversal intrínseco ( $k_\perp$ ) dos pártons dentro do núcleon.
- $(\mathcal{P}(\text{us})/\mathcal{P}(\text{ud})) / (\mathcal{P}(\text{s})/\mathcal{P}(\text{d})) = 0,25$  (D = 0,4); é o fator de supressão extra na produção de diquarks estranhos comparado com a supressão normal de quarks estranhos.
- Modelo de fragmentação escolhida: D = modelo de Lund.
- $a, b = 0,25, 0,7 \text{ GeV}^{-2}$  (D = 0,3, 0,8  $\text{GeV}^{-2}$ ); são os parâmetros da função de fragmentação de Lund (Eq. 1.8).

▷ Parâmetros particulares das duas amostras MC

- $\mathcal{P}(\text{qq})/\mathcal{P}(\text{q}) = 0,3$  (MCDD2), 0,5 (MCDSL) (D = 0,1); é o fator de supressão da produção do par diquark-antidiquark no campo de cor, comparado com a produção quark-antiquark.
- $\mathcal{P}(\text{s})/\mathcal{P}(\text{u}) = 0,3$  (MCDD2), 0,25 (MCDSL) (D = 0.3); é o fator de supressão da produção do par de quarks s no campo de cor, comparado com a produção dos pares de quarks u ou d.

- Distribuições da fração de momento ( $\chi$ ) do "quark solteiro", como mostradas nas Eqs. 6.10 (MCDD2) e 6.11 (MCDSL2) ( $D = \frac{(1-\chi)^3}{4\sqrt{\chi^2 + c_{\min}^2}}$ ).
- $a' = 0,75$  (DD2),  $0,9$  (DSL2) ( $D = 0,5$ ); é a quantidade que tem que ser adicionada ao parâmetro  $a$  da função de fragmentação de Lund para a produção de diquarks.

Para cada amostra foram gerados aproximadamente 200 milhões de eventos. Após os dois conjuntos de MC terem passado pelos mesmos cortes e critérios de seleção usados sobre os dados reais, obteve-se  $52.883 \pm 248$  pares para o amostra MCDD2, e  $57.720 \pm 258$  pares para o amostra MCDSL2. Na Fig. 6.3 se mostram as distribuições da massa invariante normalizada de todas as combinações de partículas charmosas, para as duas amostras de Monte Carlo.

Na Tabela 6.4 se apresenta um resumo do número de eventos reconstruídos e gerados das diferentes combinações de pares charmosos para os dois conjuntos de Monte Carlo<sup>2</sup>, obtidos usando o método maximum likelihood.

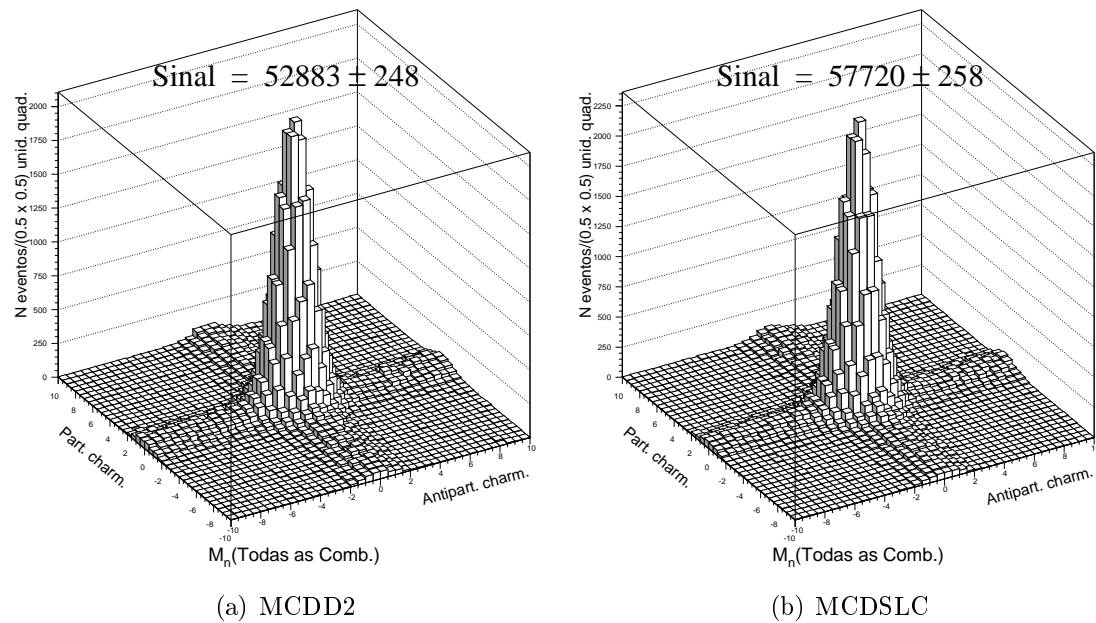


Figura 6.3: Distribuições da massa invariante normalizada dos pares de partículas charmosas considerando todas as combinações, para as duas amostras de Monte Carlo (MCDD2 e MCDSL2).

<sup>2</sup>As distribuições de massa invariante normalizada das diferentes sub-amostras de pares charmosos correspondentes aos dois modelos de MC, podem ser vistos no Apênd. A.

Tabela 6.4: Número de eventos de Monte Carlo reconstruídos e gerados.

Par charmoso	MCDD2		MCDSL C	
	No. Event. Reconstruídos	No. Event. Gerados	No. Event. Reconstruídos	No. Event. Gerados
<b>All comb.</b>	<b>52.883 ± 251</b>	<b>4.994.683</b>	<b>57.720 ± 258</b>	<b>4.994.807</b>
D <sup>+</sup> D <sup>0</sup>	10.088 ± 160	685.784	10.922 ± 114	710.938
D <sup>0</sup> D <sup>-</sup>	9.710 ± 108	687.883	11.019 ± 114	726.064
D <sup>+</sup> D <sub>s</sub> <sup>-</sup>	597 ± 26	96.768	446 ± 23	64.425
D <sub>s</sub> <sup>+</sup> D <sup>-</sup>	602 ± 27	124.027	587 ± 26	110.834
D <sup>0</sup> D <sub>s</sub> <sup>-</sup>	1.329 ± 38	296.359	957 ± 34	198.031
D <sub>s</sub> <sup>+</sup> D <sup>0</sup>	1.457 ± 40	378.137	1.320 ± 39	334.729
D <sup>+</sup> Λ <sub>c</sub> <sup>-</sup>	303 ± 26	25.057	346 ± 26	25.604
Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup> D <sup>-</sup>	341 ± 26	49.504	548 ± 31	62.294
D <sup>0</sup> Λ <sub>c</sub> <sup>-</sup>	573 ± 37	76.833	682 ± 37	78.606
Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup> D <sup>0</sup>	659 ± 40	150.858	1154 ± 46	189.603
D <sup>+</sup> D <sup>-</sup>	4.403 ± 74	224.982	4.793 ± 76	236.349
D <sup>0</sup> D <sup>0</sup>	21.889 ± 160	210.4256	24.384 ± 168	2.190.488

## 6.3 Comparação com a Teoria

Nesta seção se faz uma comparação entre as distribuições dos dados com as pre-dições feitas pelos dois modelos de Monte Carlo (MCDD2 e MCDSL C), os quais, como já foi mencionado anteriormente, fazem uso do modelo de fusão fóton-glúon (PGF) para a geração dos pares  $c\bar{c}$ , e do modelo de Lund de fragmentação de cordas para transformar estes pares  $c\bar{c}$  em hádrons.

### 6.3.1 Correlações

Como se viu no Cap. 2, muitos experimentos de hadro e fotoprodução realizaram estudos de correlações usando pares charmosos que continham combinações de mésons D (D<sup>0</sup>, D<sup>0</sup>, D<sup>+</sup>, D<sup>-</sup>), seja em amostras agrupando várias combinações de pares D $\bar{D}$ , ou em sub-amostras de pares individuais D<sup>0</sup>D<sup>0</sup>, D<sup>0</sup>D<sup>-</sup>, D<sup>+</sup>D<sup>0</sup> e D<sup>+</sup>D<sup>-</sup>. Nesta análise, além de considerar as diferentes sub-amostras de pares D $\bar{D}$  já mencionadas, vai se incluir também sub-amostras de pares contendo combinações de mésons D e partículas D<sub>s</sub> ou Λ<sub>c</sub>, para o estudo das correlações.

As variáveis de correlação consideradas na análise são:

- O ângulo azimutal ( $\Delta\phi$ ) entre os momentos da partícula e da antipartícula do par charmoso no plano transversal à direção do feixe.
- O quadrado do momento transversal do par charmoso  $p_T^2 \equiv |\vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2}|^2$ .



- A diferença da rapidez ( $\Delta y$ ) entre a partícula e antipartícula do par charmoso.
- A massa invariante do par charmoso.

Para assegurar uma boa reconstrução do vértice primário e evitar contaminações por processos difrativos [12] não contidos no modelo de fusão fóton-núcleon usado pelo PYTHIA para gerar pares  $c\bar{c}$  se requereu um número mínimo de partículas associadas ao vértice primário da interação. Para isto se definiu a variável " $N_{\text{prim}}$ ", como o número de partículas associadas ao vértice primário. Com esta definição  $N_{\text{prim}}$  tem um valor mínimo de dois, uma vez que inclui as duas partículas de um par charmoso (cada méson ou bárion de um par conta como uma única partícula), além dos traços carregados associados ao vértice primário. Para eliminar os eventos de mais baixa multiplicidade se requereu que  $N_{\text{prim}} > 2$ .

Na Fig. 6.4 se apresenta as distribuições experimentais  $N_{\text{prim}}$  com o background subtraído<sup>3</sup> (círculos com barras de erro), para diferentes amostras de pares charmosos comparadas com as distribuições  $N_{\text{prim}}$  dos dois modelos de Monte Carlo (MCDD2: histogramas sólidos, MCDSL2C: histogramas tracejados). Se observa que ao se eliminar os eventos com  $N_{\text{prim}} = 2$  se reduz significativamente as discrepâncias entre as distribuições dos dados e do modelo MCDD2, principalmente para as amostras  $D\bar{D}$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$  (embora ainda persista uma certa diferença nos eventos com  $N_{\text{prim}} = 4,5,6$ ). Já para as distribuições do modelo MCDSL2C, as discrepâncias com os dados persistem e são muito marcadas.

Nas Figs. [6.5-6.16] se mostram as distribuições das variáveis de correlação experimentais comparadas com as distribuições dos dois modelos de Monte Carlo para diferentes combinações de pares charmosos<sup>4</sup>. Todas as distribuições usam o corte  $N_{\text{prim}} > 2$  e têm o background subtraído.

### Distribuições transversais dos Pares Charmosos

A QCD perturbativa na primeira ordem (leading order) prediz  $\Delta\phi = \pi$  rads. e  $p_T^2 = 0$  (GeV/c)<sup>2</sup>, onde o par de partículas charme-anticharme é produzido em direções opostas (back-to-back). Estas distribuições são "alargadas" pelas correções

<sup>3</sup> O procedimento de subtração do background é similar ao procedimento usado para a obtenção do número de pares pelo "método de contagem" (Vide Subsec. 6.1.1). Aqui, a variável em estudo é projetada após selecionar os eventos contidos na região de sinal da distribuição de massa invariante normalizada 2D do correspondente par charmoso.

<sup>4</sup>Cada distribuição corresponde a um par charmoso mais seu par conjugado de carga, exceto para os pares  $D^+D^-$  e  $D^0\bar{D}^0$ .

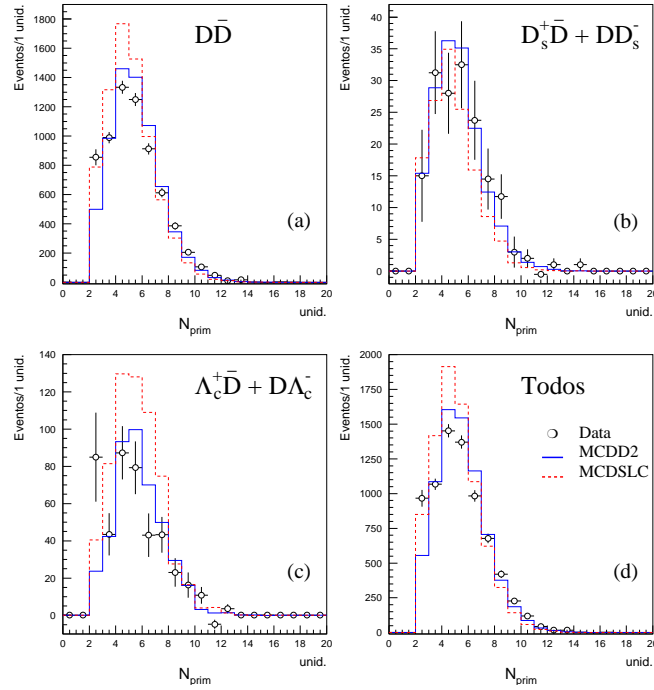


Figura 6.4: Distribuição do número de traços associados ao vértice primário com o background subtraído para os dados (círculos abertos), e para as duas amostras de MC (MCDD2: linhas sólida, MCDSL: linha pontilhada) normalizadas ao número de pares charmosos dos dados.

de ordens superiores (next-to-leading order), e por efeitos não perturbativos, como mostrado nas Ref. [96] e [65].

Para as distribuições de  $p_T^2$  correspondentes aos pares contendo só combinações de mésons D (Figs. 6.5(a)-6.6), ambos modelos de Monte Carlo apresentam um comportamento similar aos dos dados. Também se observa que o modelo MCDD2 se ajusta um pouco melhor com os dados do que o modelo MCDSL, que apresenta distribuições ligeiramente mais largas. Não entanto, ambos modelos apresentam uma marcada diferença com os dados no primeiro bin de  $p_T^2$  para as distribuições dos pares  $D^0\bar{D}^0$  e  $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ , diferença que se reflete também na distribuição global  $D\bar{D}$ . Para as distribuições do tipo  $DD_s$  (Figs. 6.5(b)-6.7(a) e (b)), pode-se observar que o modelo MCDD2 se ajusta melhor com os dados do que o modelo MCDSL, o qual se mostra menos acentuado para valores de  $p_T^2 < 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>, particularmente nas distribuições dos pares  $(D_s^+D^0 + \bar{D}^0D_s^-)$  e  $(D_s^+D + \bar{D}D_s^-)$ . Nas distribuições correspondentes aos pares do tipo  $D\Lambda_c$  (Figs. 6.5(c)-6.7(c) e (d)), se observa que o modelo MCDD2 ajusta-se bastante bem com os dados, enquanto que as distribuições do modelo MCDSL apresentam ser mais largas que os dados,

exceto na distribuição ( $\Lambda_c^+ D^- + D^+ \Lambda_c^-$ ).

Nas distribuições de ângulo azimutal  $\Delta\phi$  das combinações de pares D (Figs. 6.8(a)-6.9), as distribuições dos dois modelos aparecem bastante consistentes com as distribuições dos dados, exceto no primeiro bin das distribuições  $D^0 \bar{D}^0$  e  $(D^+ \bar{D}^0 + D^0 D^-)$  (e conseqüentemente na distribuição  $D\bar{D}$ ), onde os dados apresentam um leve aumento no número de eventos, que não está presente em nenhum dos modelos de Monte Carlo. Isto pode sugerir a presença de mecanismos de produção adicionais. Nas distribuições de pares do tipo  $DD_s$  (Figs. 6.8(b)-6.10(a) e (b)), o modelo MCDD2 e os dados estão bastante de acordo em todas as distribuições, enquanto que as distribuições do modelo MCDSL C apresentam certas discrepâncias nos dois últimos bins, onde se vê um comportamento menos acentuado em relação aos dados. Finalmente, para as distribuições do tipo  $D\Lambda_c$  (Figs. 6.8(c)-6.10(c) e (d)), o modelo MCDD2 se ajusta parcialmente bem com os dados, enquanto que para o modelo MCDSL C, as discrepâncias com os dados são maiores ainda, já que prediz distribuições de  $\Delta\phi$  regularmente mais acentuadas que os dados.

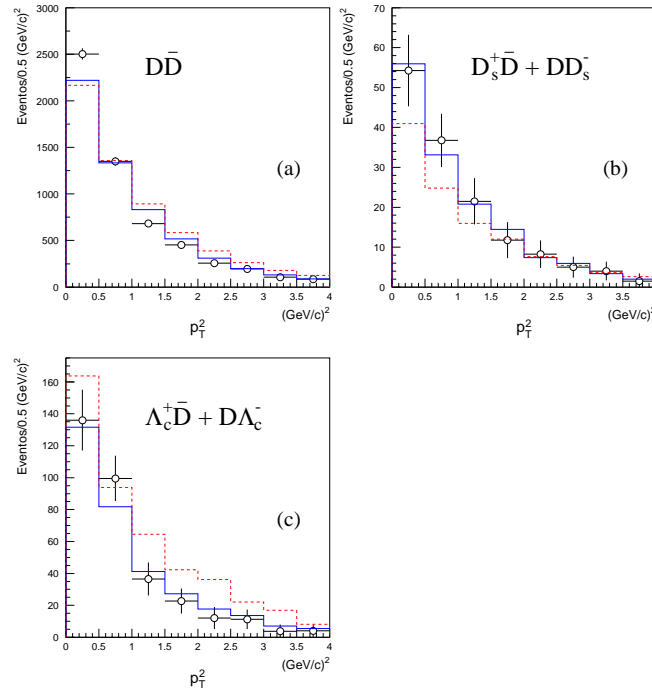


Figura 6.5: Distribuições de  $p_T^2$  com o background subtraído, para os pares charmosos  $D\bar{D}$ ,  $(D_s^+ \bar{D} + DD_s^-)$  e  $(\Lambda_c^+ \bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL C (linha pontilhada).

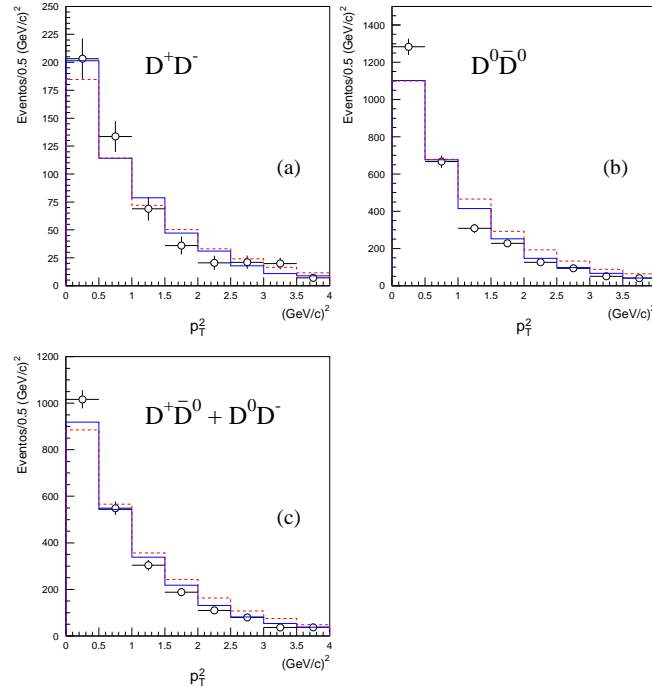


Figura 6.6: Distribuições de  $p_T^2$  com o background subtraído para os pares charmosos  $D^+D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$  e  $(D^+\bar{D}^0 + D^0\bar{D}^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Previsões dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

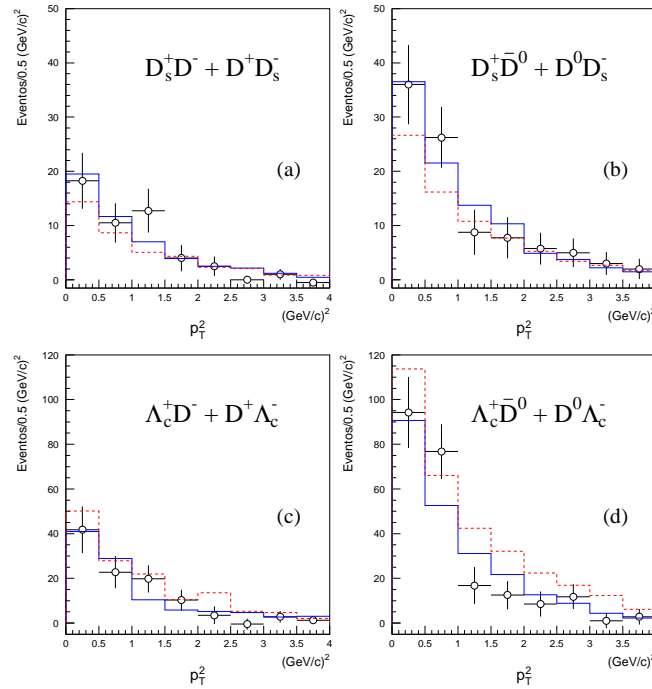


Figura 6.7: Distribuições de  $p_T^2$  com o background subtraído para os pares charmosos  $(D_s^+D_s^- + D^+D_s^-)$ ,  $(D_s^+\bar{D}_s^0 + D_s^0D_s^-)$ ,  $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Previsões dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

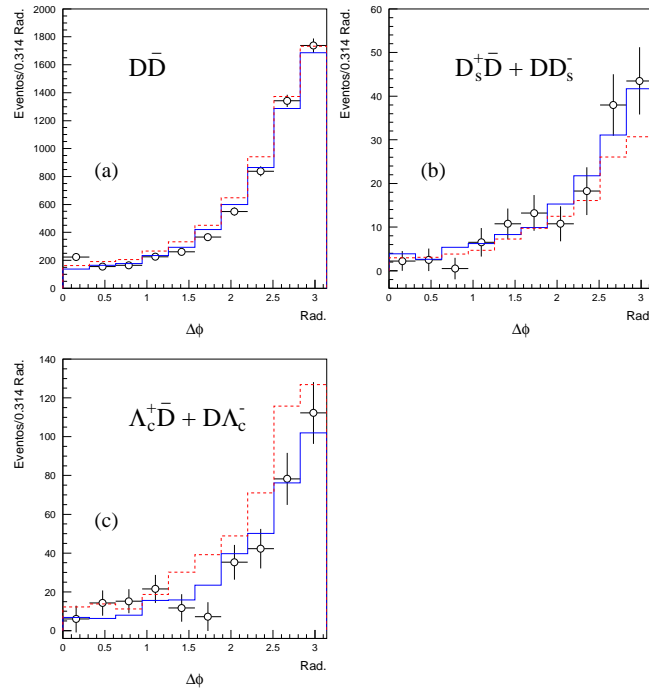


Figura 6.8: Distribuições de  $\Delta\phi$  com o background subtraído, para os pares charmosos  $D\bar{D}$ ,  $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL2 (linha pontilhada).

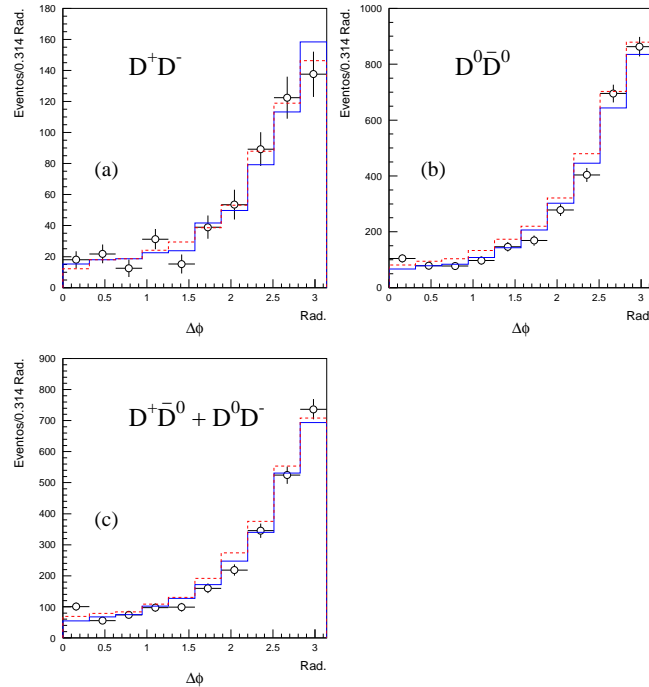


Figura 6.9: Distribuições de  $\Delta\phi$  com o background subtraído para os pares charmosos  $D^+D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$  e  $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL2 (linha pontilhada).

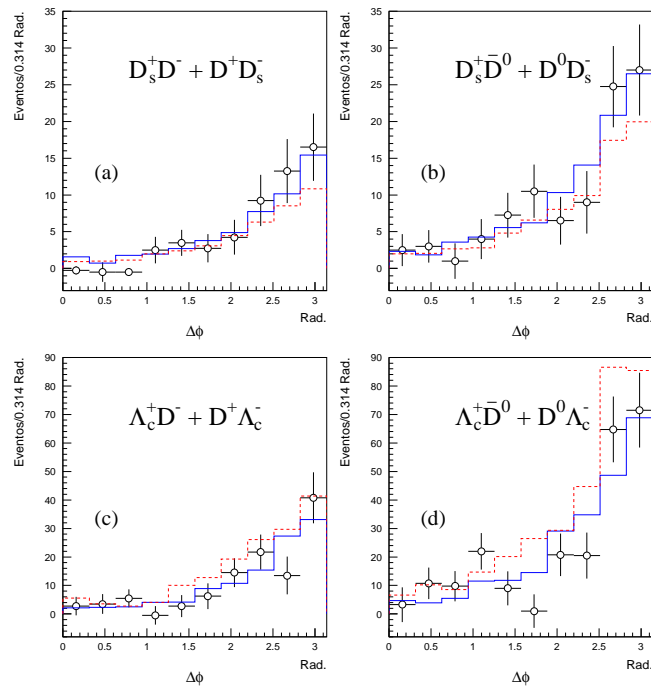


Figura 6.10: Distribuições de  $\Delta\phi$  com o background subtraído para os pares charmosos ( $D_s^+ D^- + D^+ D_s^-$ ), ( $D_s^+ \bar{D}^0 + D^0 D_s^-$ ), ( $\Lambda_c^+ D^- + D^+ \Lambda_c^-$ ) e ( $\Lambda_c^+ \bar{D}^0 + D^0 \Lambda_c^-$ ). Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

### Distribuições longitudinais dos Pares Charmosos

Devido ao esquema de hadronização usado pelo PYTHIA, este introduz uma forte correlação entre os pares charmosos, o que alarga significativamente as distribuições  $\Delta y$ . Isto é, a hadronização tende a afastar o par charmoso devido ao acoplamento da corda de cor  $c\bar{c}$  com os remanescentes do núcleo.

No caso das distribuições de  $\Delta y$  das combinações de pares de mésons D (Figs. 6.11(a)-6.12), ambos modelos de Monte Carlo são em geral bastante consistentes com os dados, ainda que com algumas discrepâncias na região  $|\Delta y| < 1$ , onde os dados apresentam distribuições um pouco mais estreitas e com maior número de eventos que os preditos pelos modelos Monte Carlo, em especial, nas distribuições  $D^0 \bar{D}^0$  e  $(D^+ \bar{D}^0 + D^0 D^-)$ , e conseqüentemente na distribuição  $D\bar{D}$ .

Para as distribuições do tipo  $DD_s$  e  $D\Lambda_c$  (Figs. 6.11(b)-(c) e 6.13) se observa que o modelo MCDD2 se ajusta aceitavelmente bem com os dados nas distribuições de  $\Delta y$ , ainda que as distribuições dos dados apresentam ligeiros deslocamentos para a direita ( $DD_s$ ) e esquerda ( $D\Lambda_c$ ) respectivamente. Por outro lado, o modelo MCDSL apresenta certas discrepâncias com relação aos dados. Nas distribuições do tipo  $DD_s$  o modelo prediz menos eventos nos bins centrais, no entanto, nas

distribuições  $D\Lambda_c$  o modelo prediz um marcado incremento no conteúdo dos bins na região  $[-1.2, 1.2]$ .

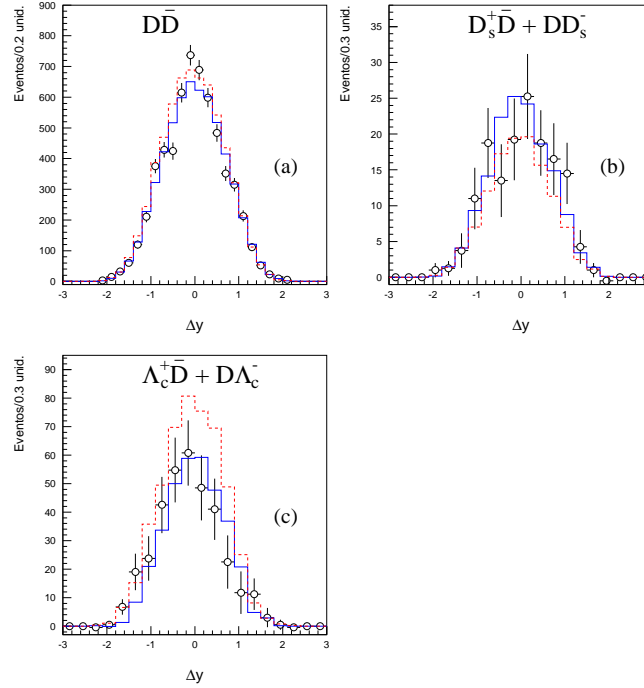


Figura 6.11: Distribuições de  $\Delta y$  com o background subtraído, para os pares charmosos  $D\bar{D}$ ,  $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

### Massa Invariante dos Pares Charmosos

Nas Figs. 6.14(a) e 6.15 se observam as distribuições da massa invariante do par para as combinações de pares contendo só mésons D. Nestas distribuições pode-se ver que em geral o acordo entre os modelo MCDD2 e os dados é bastante bom, no entanto, o modelo MCDSL mostra distribuições ligeiramente mais largas que os dados. Por outro lado, as duas amostras teóricas apresentam discrepâncias na região de baixos valores de massa invariante do par ( $[3.6, 3.9] \text{ GeV}/c^2$ ), onde um número maior de eventos é observado nos dados. Outro efeito observado nestas distribuições, é o aumento do número de eventos na região  $[4., 4.3] \text{ GeV}/c^2$  nas duas amostras teóricas, principalmente para a distribuição  $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ , e um pouco menos na distribuição  $D^0\bar{D}^0$ . Este comportamento é refletido na distribuição global  $D\bar{D}$ .

Nas Figs. 6.14(b), 6.16(a)-(b), e 6.14(c), 6.16(c)-(d) se apresentam as distribuições da massa invariante do par, para os pares do tipo  $DD_s$  e  $D\Lambda_c$  respectivamente.

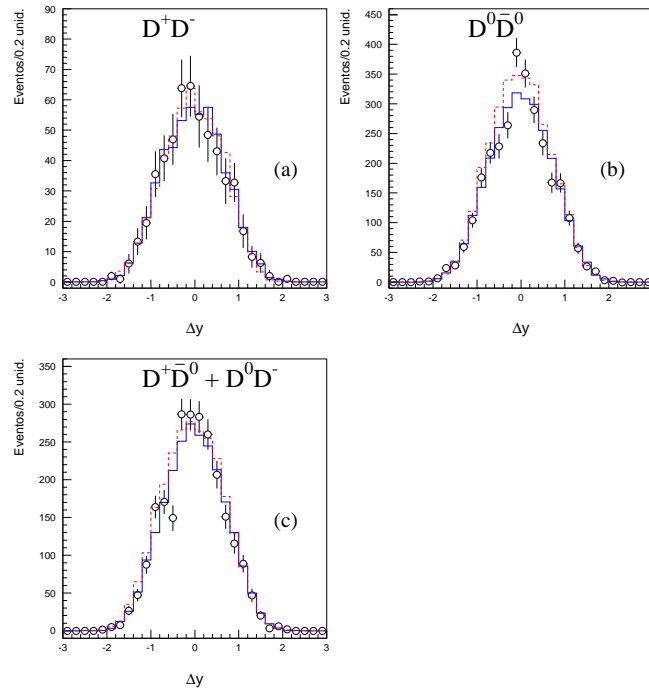


Figura 6.12: Distribuições de  $\Delta\phi$  com o background subtraído para os pares charmosos  $D^+D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$  e  $(D^+\bar{D}^0 + D^0\bar{D}^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Previsões dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL2 (linha pontilhada).

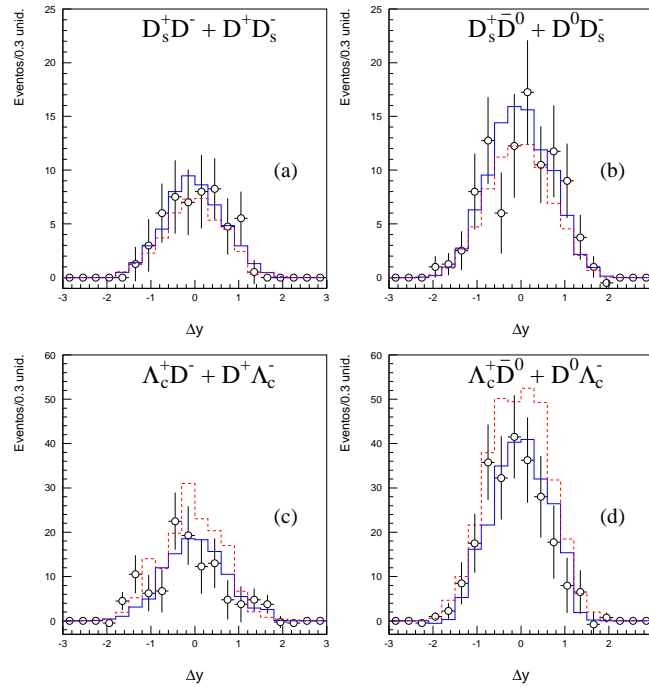


Figura 6.13: Distribuições de  $\Delta\gamma$  com o background subtraído para os pares charmosos  $(D_s^+D_s^- + D^+D_s^-)$ ,  $(D_s^+\bar{D}_s^0 + D^0D_s^-)$ ,  $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Previsões dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL2 (linha pontilhada).



Nestas distribuições se observa que ambos modelos de Monte Carlo se ajustam razoavelmente bem com os dados, embora o modelo MCDSLRC apresente distribuições um pouco mais largas que os dados, e ainda exista uma discrepância na região  $[4,5-5]$   $\text{GeV}/c^2$ , onde o modelo mostra um notável incremento no número de eventos.

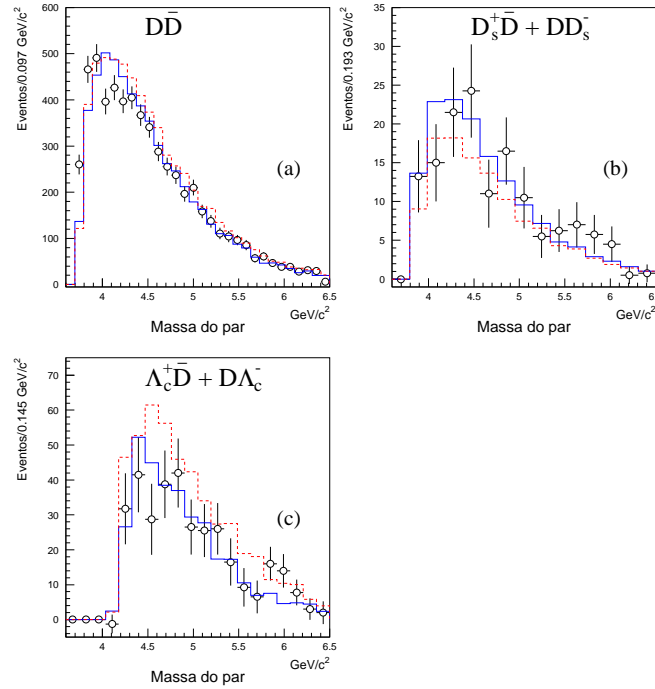


Figura 6.14: Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído, para os pares charmosos  $D\bar{D}$ ,  $(D_s^+\bar{D} + DD_s^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D} + D\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSLRC (linha pontilhada).

### 6.3.2 Distribuições Bidimensionais

Outra forma de pesquisar se as variáveis  $v_{part}$  e  $\bar{v}_{apart}$ <sup>5</sup> estão correlacionadas, é determinando o número de pares charmosos por intervalos de  $v_{part}$  e intervalos de  $\bar{v}_{apart}$ . Estas distribuições bidimensionais mostram se a distribuição de  $v_{part}$  depende do valor de  $\bar{v}_{apart}$  e vice-versa. Para ter amostras estatisticamente significantes, as distribuições bidimensionais foram divididas em nove bins de tamanhos diferentes.

Nas Figs. [6.17-6.22] se mostram as distribuições bidimensionais das variáveis cinemáticas  $v = p_T^2$  e  $v = y$ , para as amostras de pares  $D\bar{D}$ ,  $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$  e  $(D\Lambda_c^- +$

<sup>5</sup> $v_{part}$  e  $\bar{v}_{apart}$  representam uma variável da partícula e da antipartículas respectivamente.

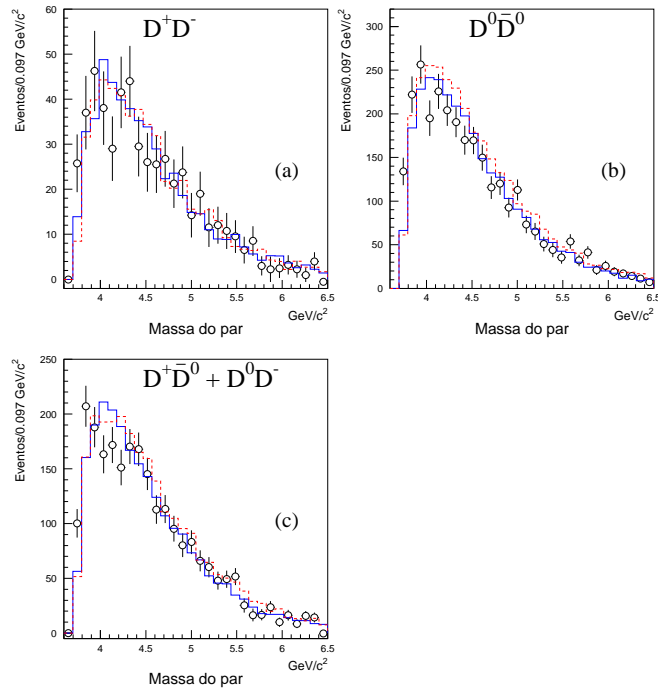


Figura 6.15: Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído para os pares charmosos  $D^+D^-$ ,  $D^0\bar{D}^0$  e  $(D^+\bar{D}^0 + D^0D^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo: MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

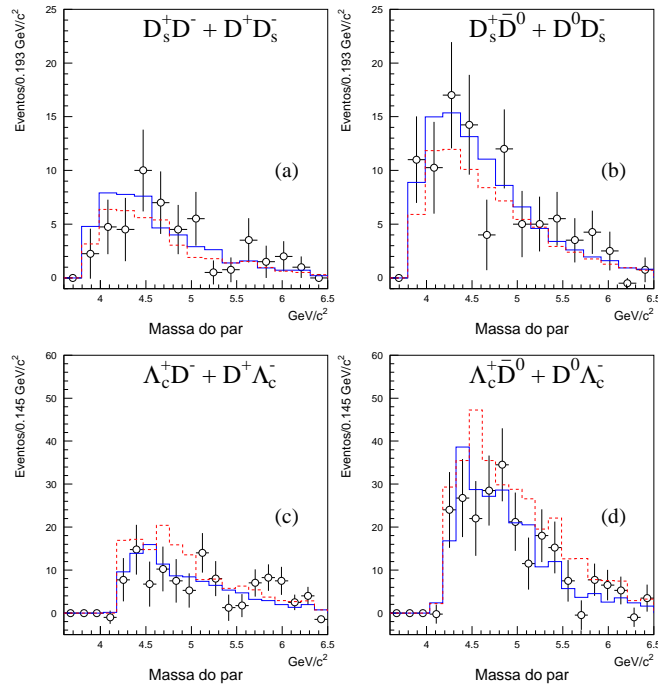


Figura 6.16: Distribuições da massa invariante do par com o background subtraído para os pares charmosos  $(D_s^+D^- + D^+D_s^-)$ ,  $(D_s^+\bar{D}^0 + D^0D_s^-)$ ,  $(\Lambda_c^+D^- + D^+\Lambda_c^-)$  e  $(\Lambda_c^+\bar{D}^0 + D^0\Lambda_c^-)$ . Os dados estão representados pelos círculos com barras de erro. Predições dos modelos de Monte Carlo, MCDD2 (linha sólida) e MCDSL (linha pontilhada).

$\Lambda_c^+\bar{D}$ ). A primeira linha de cada figura mostra as distribuições correspondentes aos dados, enquanto que a segunda e terceira linha, mostram as comparações entre as distribuições dos dados com os modelos de Monte Carlo MCDD2 e MCDSL, respectivamente.

Nas subfigs. (a), (d) e (g) se mostram as distribuições bidimensionais do número de pares charmosos divididos em nove bins, três bins relativos à variável da partícula ( $v_{part}$ ) e três bins relativos à variável da antipartícula ( $\bar{v}_{apart}$ )<sup>6</sup>. Em (b), (e) e (h), se mostram as distribuições normalizadas de  $v_{part}$ ,  $\frac{1}{N_i} \left( \frac{dN_s}{dv_{part}} \right)$ , para cada bin de  $\bar{v}_{apart}$ , onde  $N_s$  é o número de pares charmosos no bin relevante, e  $N_i$  é o número total de pares na distribuição de  $v_{part}$  correspondente ao bin  $i$  de  $\bar{v}_{apart}$ . Da mesma forma, os plots (c), (f) e (i) mostram as distribuições normalizadas de  $\bar{v}_{apart}$ ,  $\frac{1}{N_i} \left( \frac{dN_s}{d\bar{v}_{apart}} \right)$ , para cada bin de  $v_{part}$ <sup>7</sup>. Se os três conjuntos de pontos nas distribuições normalizadas um-dimensionais são estatisticamente consistentes, isto é um indicador de que não há correlações significantes.

### Distribuições do quadrado do momento transversal, $p_T^2$

Nas Figs. [6.17-6.19] se mostram as distribuições bidimensionais do número de pares charmosos por intervalos de  $p_{T(part)}^2$  e intervalos de  $\bar{p}_{T(apart)}^2$ , e as respectivas distribuições normalizadas de  $p_T^2$ ,  $\frac{1}{N_i} \left( \frac{dN_s}{dp_T^2} \right)$ , para as partículas e antipartículas, correspondentes aos pares  $D\bar{D}$ ,  $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$  e  $(D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D})$ , dos dados e dos dois modelos de Monte Carlo (MCDD2 e MCDSL).

Para a amostra  $D\bar{D}$  se observa que as distribuições normalizadas experimentais (subfigs. 6.17(b)-(c)) são modeladas bastante bem pelos dois modelos de Monte Carlo (subfigs. 6.17(e)-(f) e 6.17(h)-(i)), entretanto, para as distribuições normalizadas correspondentes aos pares  $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$  e  $(D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D})$ , ambos modelos de Monte Carlo (subfigs. 6.18 e 6.19(e)-(f), (h)-(i)) apresentam discrepâncias com as distribuições dos dados (subfigs. 6.18 e 6.19(b)-(c)). Se observa também que para as diferentes amostras de pares, as distribuições normalizadas de  $p_{T(part)}^2$  e  $\bar{p}_{T(apart)}^2$ , correspondentes ao primeiro, segundo e terceiro bin de  $\bar{p}_{T(apart)}^2$  ( $\Delta$ ,  $\circ$ ,  $\square$ ) e  $p_{T(part)}^2$  ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ) respectivamente, apresentam um certo incremento no número de

<sup>6</sup>Para os dados, os histogramas bidimensionais mostram o número real de pares charmosos em cada bin, enquanto que para as amostras de Monte Carlo, éstas mostram o número de pares, normalizados com o número de pares dos dados.

<sup>7</sup>Os símbolos usados nas distribuições normalizadas dos dados estão definidos em (a). Aqui, cada conjunto de símbolos corresponde à distribuição do primeiro, segundo e terceiro bin de  $v_{part}$  ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ) ou de  $\bar{v}_{apart}$ , ( $\Delta$ ,  $\circ$ ,  $\square$ ), respectivamente. De forma similar, para as distribuições normalizadas do Monte Carlo, cada conjunto de linhas (sólida, de traços ou pontilhada) representa a distribuição do primeiro, segundo e terceiro bin de  $v_{part}$  ou de  $\bar{v}_{apart}$ .

eventos no primeiro, segundo e terceiro bin respectivamente. Isto demonstra que, apesar das distribuições dos dados apresentarem certas discrepâncias com relação aos modelos de Monte Carlo, todas elas mostram sinais de um incremento nos bins  $p_{T(part)}^2 = \bar{p}_{T(apart)}^2$ , fato que está em concordância com a predição feita pela QCD na primeira ordem perturbativa. Por último, nas distribuições normalizadas de todos os pares, também pode se ver que o maior número de eventos está concentrado, como esperado, na região de baixos valores de  $p_T^2$ .

### Distribuições de rapidez, $y$

Nas Figs. [6.20-6.22] se apresentam as distribuições bidimensionais do número de pares charmosos por intervalos de rapidez  $y_{part}$  e  $\bar{y}_{apart}$ , e as respectivas distribuições normalizadas de  $y$ ,  $\frac{1}{N_i} \left( \frac{dN_s}{dy} \right)$ , para as partículas e antipartículas dos pares  $D\bar{D}$ ,  $(DD_s^- + D_s^+\bar{D})$  e  $(D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D})$ , dos dados e dos dois modelos de Monte Carlo (MCDD2 e MCDSL2C).

Nas três amostras de pares charmosos, se observa claramente que as distribuições normalizadas de  $y_{part}$  e  $\bar{y}_{apart}$  dos modelos de Monte Carlo (subfigs. (e)-(f) e (h)-(i)), e dos dados (subfigs. (b)-(c)), apresentam marcadas discrepâncias. Se observa também nas distribuições normalizadas de  $y_{part}$  e  $\bar{y}_{apart}$ , das três amostras de pares charmosos experimentais (subfigs. (b)-(c)) correspondentes ao terceiro, segundo e primeiro bin de  $\bar{y}_{apart}$  ( $\square$ ,  $\circ$ ,  $\triangle$ ) e  $y_{part}$  ( $\blacksquare$ ,  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ), um incremento no número de eventos no primeiro, segundo e terceiro bin respectivamente. Isto põe em evidência uma certa correlação entre a rapidez das partículas e das antipartículas dos pares, onde se observa um aumento no número de eventos nos bins da diagonal que vão dos valores baixos de  $y_{part}$  e altos valores de  $\bar{y}_{apart}$ , até altos valores de  $y_{part}$  e baixos valores de  $\bar{y}_{apart}$ , nas subfigs. (a). Finalmente, outro detalhe observado nas distribuições normalizadas de  $y_{part}$  e  $\bar{y}_{apart}$ , é o fato de que a maior quantidade de eventos estão concentrados no segundo bin, o que indicaria que as distribuições  $\Delta y = y_{part} - \bar{y}_{apart}$ , devem apresentar um pico centrado em  $\Delta y = 0$ , fato que está de acordo com as distribuições mostradas nas Figs. 6.12-6.13.

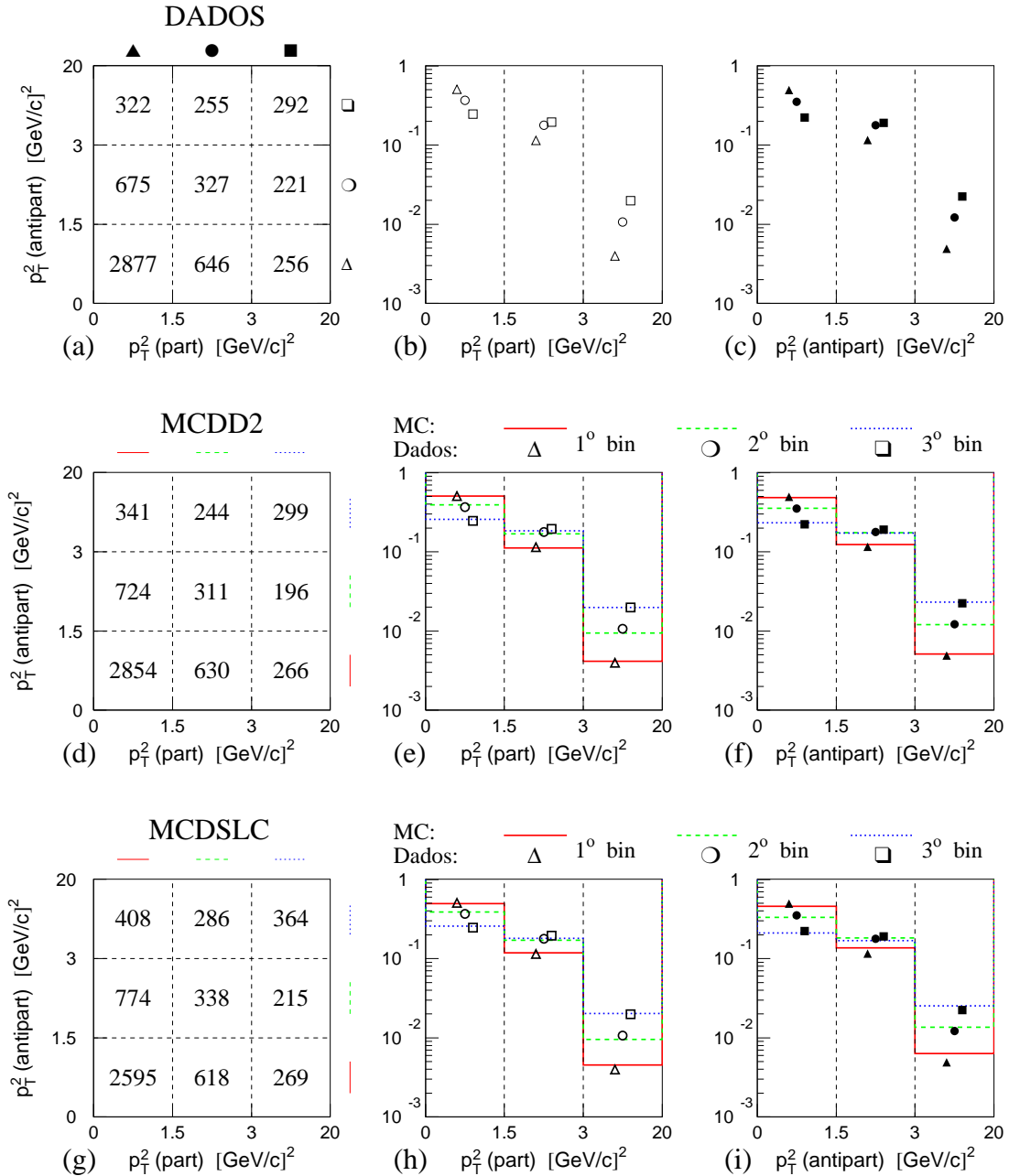


Figura 6.17: Número  $dN_s$  de eventos  $D\bar{D}$ , para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL C (g), distribuídos em nove bins  $(p_{T(part)}^2, p_{T(antipart)}^2)$ , onde as distribuições de MC estão normalizadas com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $p_{T(part)}^2$ ,  $1/N_i [dN_s/dp_{T(part)}^2]$ , para cada bin de  $p_{T(antipart)}^2$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $p_{T(antipart)}^2$ .

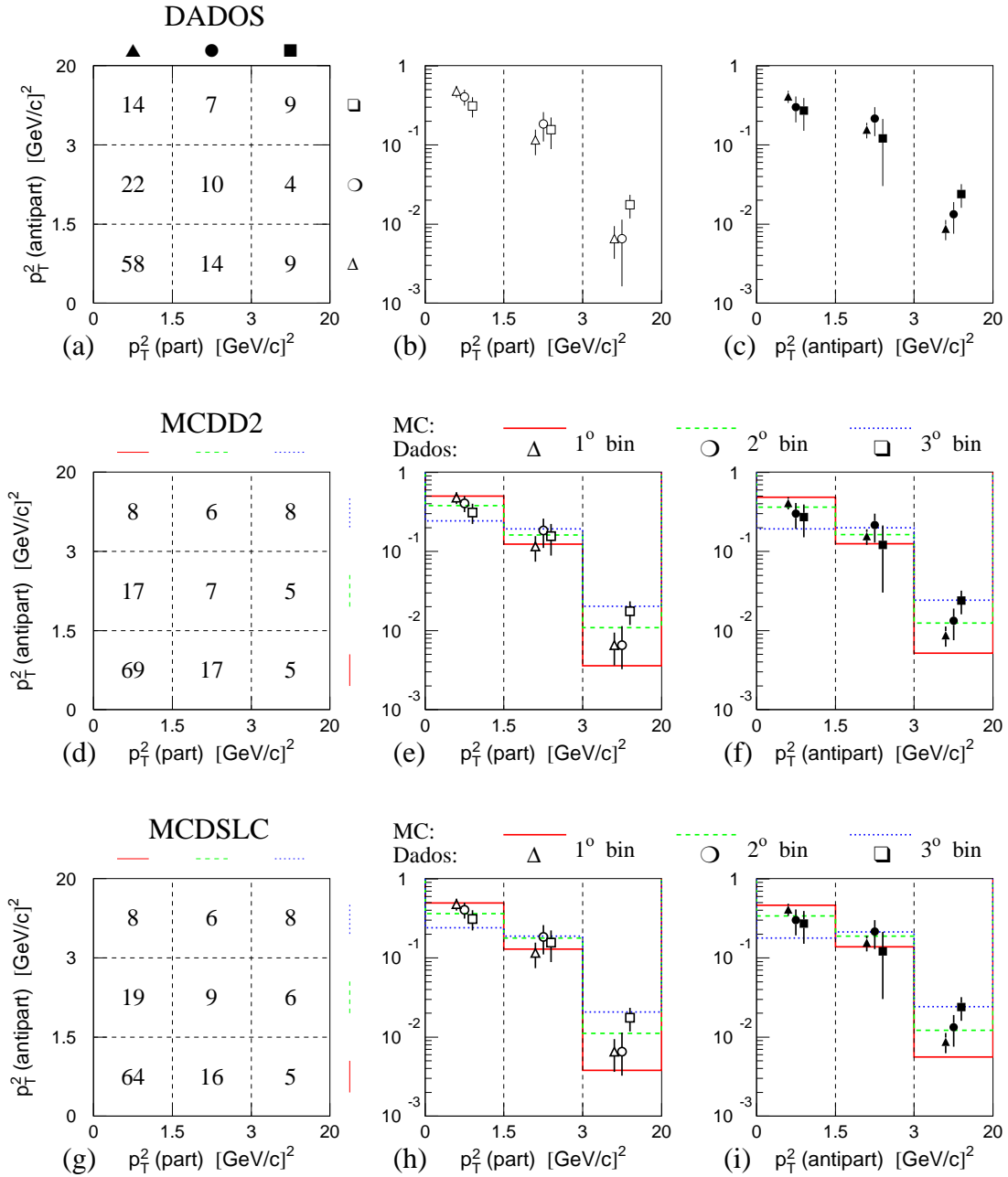


Figura 6.18: Número  $dN_s$  de eventos ( $DD_s^- + D_s^+\bar{D}$ ), para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL (g), distribuídos em nove bins ( $p_{T(part)}^2, p_{T(antipart)}^2$ ), onde as distribuições de MC estão normalizadas com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $p_{T(part)}^2$ ,  $1/N_i[dN_s/dp_{T(part)}^2]$ , para cada bin de  $p_{T(antipart)}^2$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $p_{T(antipart)}^2$ .

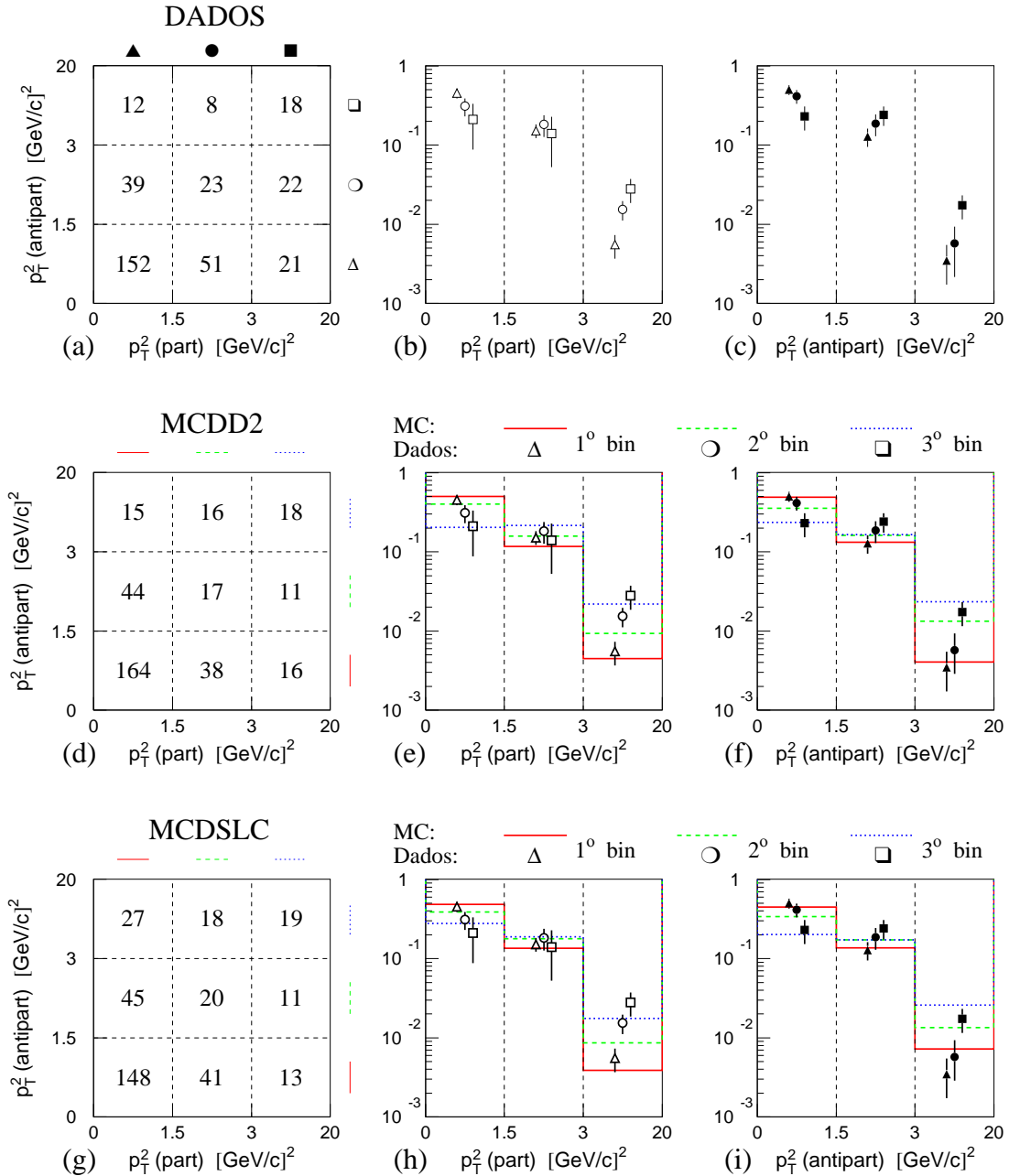


Figura 6.19: Número  $dN_s$  de eventos ( $DA_c^- + \Lambda_c^+ \bar{D}$ ), para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL (g), distribuídos em nove bins ( $p_{T(part)}^2, p_{T(antipart)}^2$ ), onde as distribuições de MC estão normalizados com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $p_{T(part)}^2$ ,  $1/N_i [dN_s/dp_{T(part)}^2]$ , para cada bin de  $p_{T(antipart)}^2$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $p_{T(antipart)}^2$ .

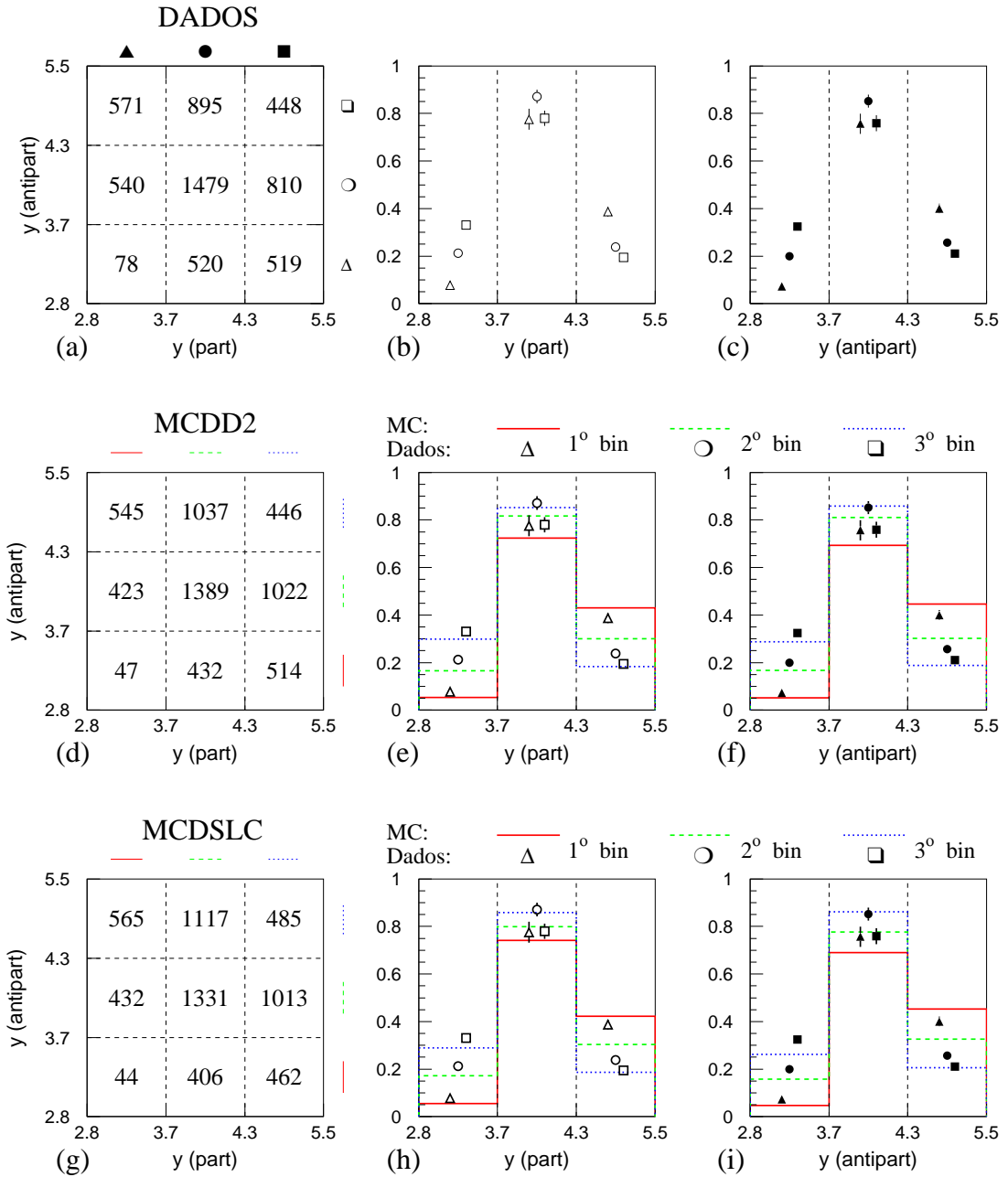


Figura 6.20: Número  $dN_s$  de eventos  $D\bar{D}$ , para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL C (g), distribuídos em nove bins  $(y_{part}, y_{apart})$ , onde as distribuições de MC estão normalizados com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $y_{(part)}$ ,  $1/N_i[dN_s/dy_{(part)}]$ , para cada bin de  $y_{(apart)}$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC estão comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $y_{(apart)}$ .



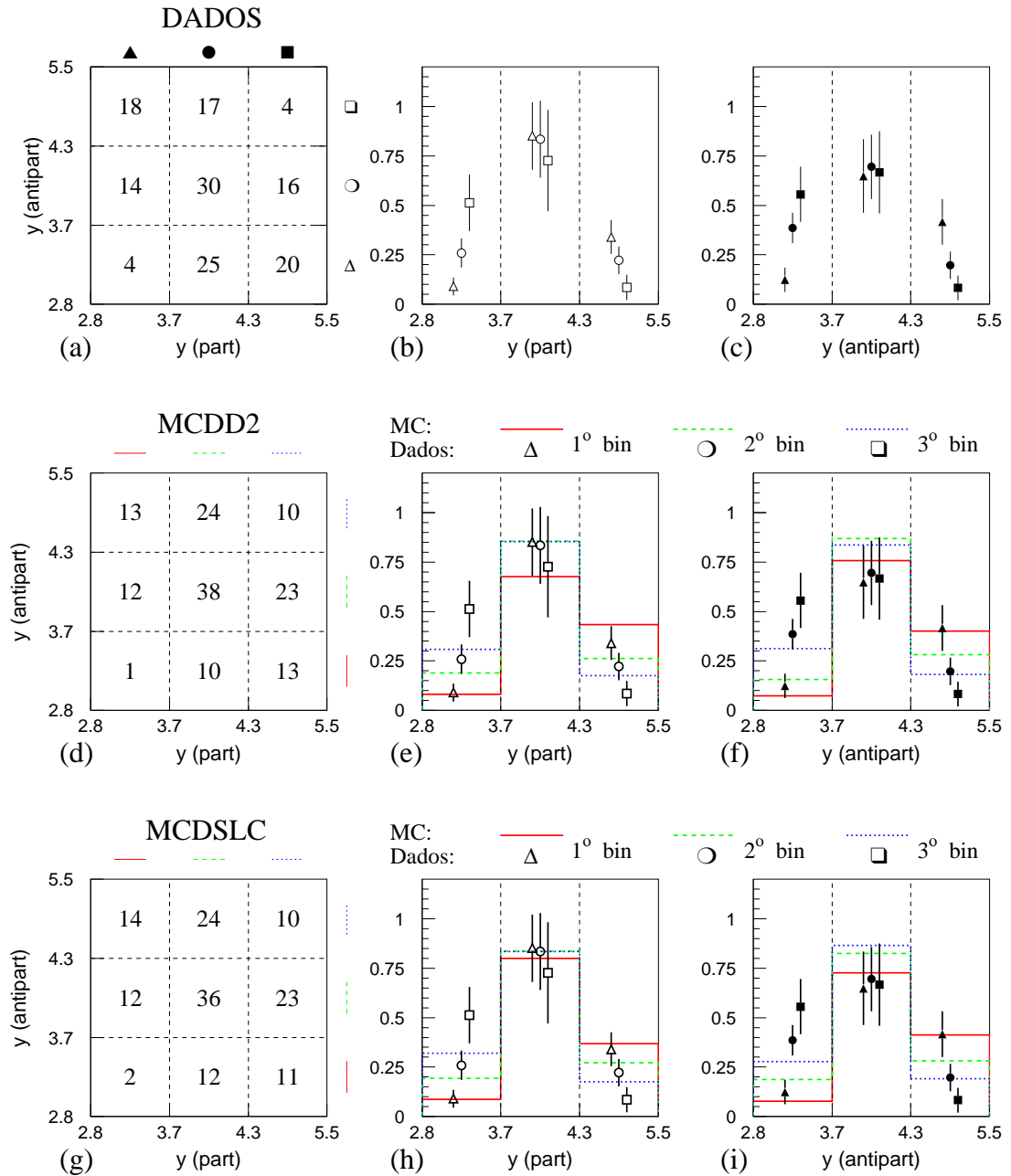


Figura 6.21: Número  $dN_s$  de eventos ( $DD_s^- + D_s^+ \bar{D}$ ), para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL (g), distribuídos em nove bins ( $y_{part}, y_{apart}$ ), onde as distribuições de MC estão normalizados com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $y_{(part)}$ ,  $1/N_i [dN_s/dy_{(part)}]$ , para cada bin de  $y_{(apart)}$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC estão comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $y_{(apart)}$ .

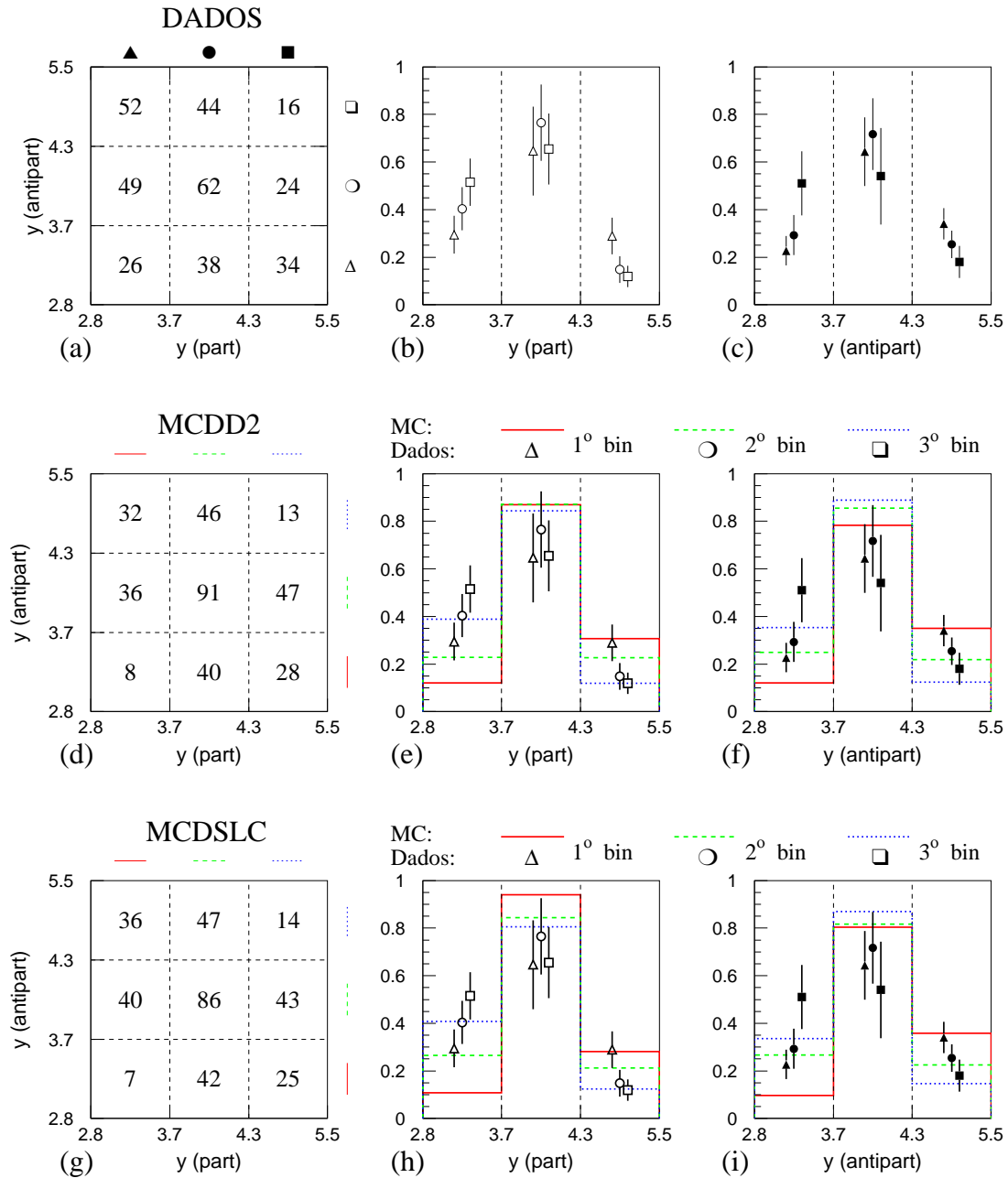


Figura 6.22: Número  $dN_s$  de eventos ( $D\Lambda_c^- + \Lambda_c^+\bar{D}$ ), para os dados (a), e para as amostras de Monte Carlo MCDD2 (d) e MCDSL (g), distribuídos em nove bins ( $y_{part}, y_{apart}$ ), onde as distribuições de MC estão normalizados com o número de eventos dos dados. (b), (e) e (h) Distribuições normalizadas de  $y_{(part)}$ ,  $1/N_i[dN_s/dy_{(part)}]$ , para cada bin de  $y_{(apart)}$ , correspondentes aos dados e às amostras de MC. As distribuições de MC estão comparados com os dados. (c), (f) e (i) Similar a (b), (e) e (h) para as distribuições de  $y_{(apart)}$ .

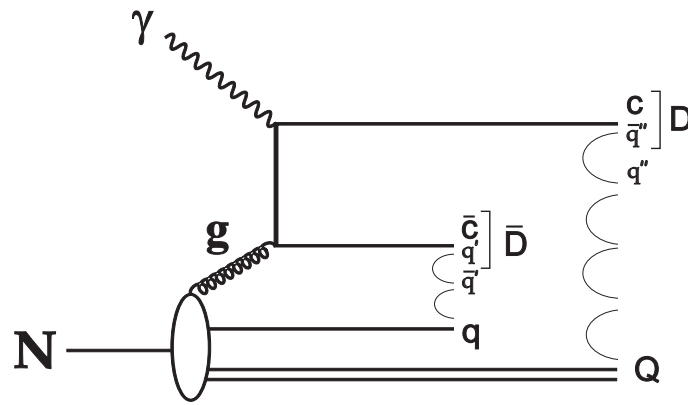
### 6.3.3 Assimetrias na produção dos pares e antipares charmosos

Tal como se viu na Subsecção 1.4.2, a parte final da fotoprodução envolve o processo de fragmentação ou hadronização, onde após ser produzido o par  $c\bar{c}$ , este deve se "vestir" nos hádrons comumente observados nos experimentos. O par  $c\bar{c}$  não pode simplesmente formar uma corda de fragmentação de forma isolada como acontece no caso da aniquilação  $e^+e^-$ , pois isto levaria a um estado final não-singlete de cor devido a que o sistema  $c\bar{c}$  tem a cor proveniente do glúon trocado, devendo portanto, deve haver algum intercâmbio de cor com os remanescentes do alvo. O modelo de fragmentação de cordas de Lund tem os quarks  $c$  e  $\bar{c}$  formando cordas singletos de cor com os quarks e diquarks remanescentes dos núcleons do alvo, esquema que resolve o potencial problema da cor para o modelo de fusão fóton-glúon e faz previsões para as correlações e taxas de produção dos mésons e hádrons que contém charme e anticharme.

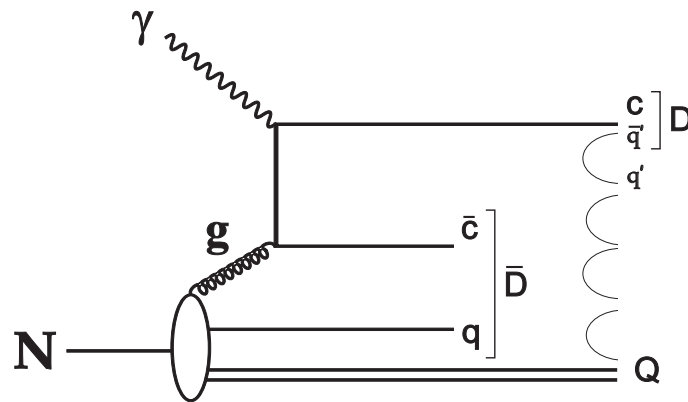
Nas Figs. [6.23-6.25] se apresentam várias configurações de possíveis formas em que os quarks  $c$  e  $\bar{c}$  podem se combinar com outros quarks (diquarks) no processo de hadronização para a produção de pares de partículas contendo  $D$ ,  $D_s$  e  $\Lambda_c$ .

Para energias típicas dos experimentos de alvo fixo, é esperado que a produção dos pares  $D^+\bar{D}^0$  e  $D^0D^-$  seja simétrica, uma vez que a criação dos pares quark-antiquark  $u\bar{u}$  e  $d\bar{d}$  nas cordas bariônica e mesônica também é simétrica (como mostrado na Fig. 6.23(a)). Para baixas energias (menores que 5 GeV), um quark  $\bar{c}$  pode se combinar facilmente com um "quark solteiro"  $q$  ( $q = u, d$ ) do núcleon para formar um  $D^-$  ou  $\bar{D}^0$  (Fig. 6.23(b)), mas que não afeta a simetria na produção dos pares  $D^+\bar{D}^0$  e  $D^0D^-$ .

Por outro lado, a produção de pares  $DD_s^-$  e  $D_s^+D$  proporcionam informações sobre a produção de "estranheza" no processo de hadronização, uma vez que para criar um méson  $D_s$ , um quark charme tem que se combinar com um quark estranho  $s$  criado na corda de cor. Nas Figs. 6.24(a) e (b) se mostra a produção dos pares  $D_s^-D$  e  $\bar{D}D_s^+$  pela combinação de um quark  $\bar{c}$  ( $c$ ) e um quark  $s$  ( $\bar{s}$ ), nas cordas mesônica e bariônica respectivamente. Neste nível, se espera que a produção destes pares seja similar. Já na Fig. 6.24(c), se observa a produção do par  $D_s^+\bar{D}$  pela combinação direta de um quark  $\bar{c}$  e o "quark solteiro"  $q$  ( $q = u, d$ ) do núcleon, que é o processo dominante neste canal de decaimento para energias menores que 4 GeV. Por causa disto, se espera um assimetria na produção dos pares  $D_s^+\bar{D}$  em relação à produção dos pares  $DD_s^-$ .



(a)



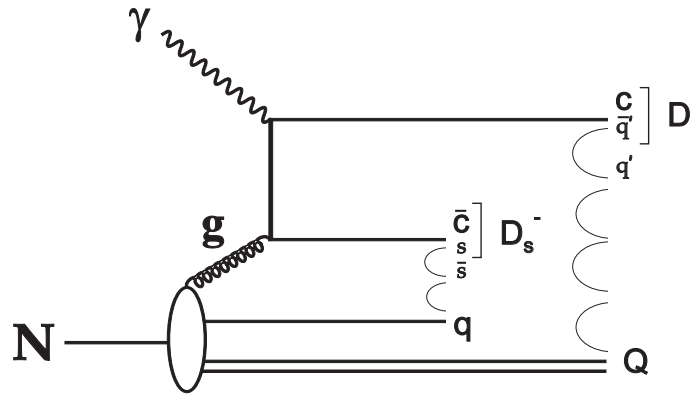
(b)

Figura 6.23: Produção dos pares  $D\bar{D}$ : (a) a energias típicas dos experimentos de alvo fixo, (b) a baixas energias, por associação direta de um antiquark  $\bar{c}$  e o "quark solteiro"  $q$  do núcleo. Em ambos casos se espera que a produção seja simétrica.

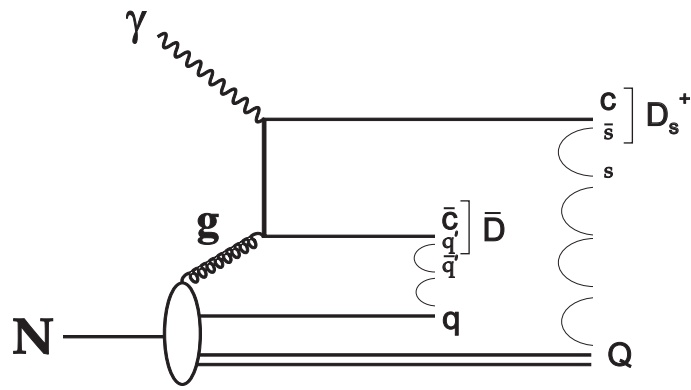
Por último, a fotoprodução de  $\Lambda_c$  é geralmente considerada como o resultado da associação de um quark  $c$  com um diquark  $Q$ . Para altas energias, os diquarks  $Q'(\bar{Q}') = ud(\bar{u}\bar{d})$  são facilmente produzidos nas cordas mesônicas e bariônicas (Fig. 6.25(a) e (b)), portanto é esperado que a produção de  $\Lambda_c^+$  e  $\Lambda_c^-$  seja simétrica. Mas para baixas energias (menores que 5 GeV), o espaço de fase não é o suficiente para a criação de pares diquark-antidiquark  $Q\bar{Q}$ , embora que um quark  $c$  ainda pode formar um  $\Lambda_c^+$  através da associação com um diquark  $Q$  (espectador) do núcleo. Desta forma a produção do par  $\Lambda_c^+D$  é favorecida sobre a produção do par  $\bar{D}\Lambda_c^-$ .

Na Tabela 6.5 se apresentam o resultado das razões entre o número de eventos de um par e seu correspondente *antipar*<sup>8</sup> ( $Y_{par}/Y_{antipar}$ ), calculadas para as amostras  $D^+D^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $D^0\Lambda_c^-$ , e comparadas com as previsões feitas pelos

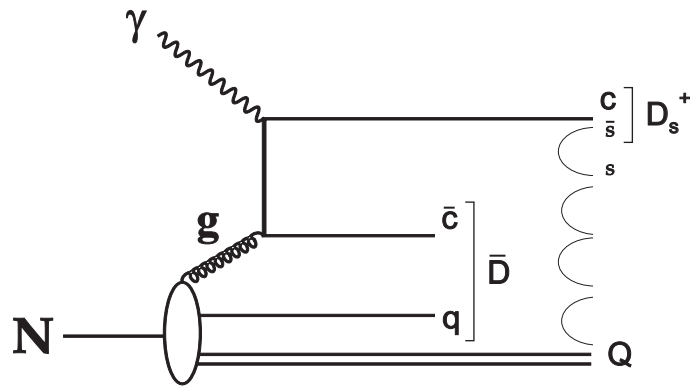
<sup>8</sup>Chama-se de *antipar* ao par conjugado de carga.



(a)

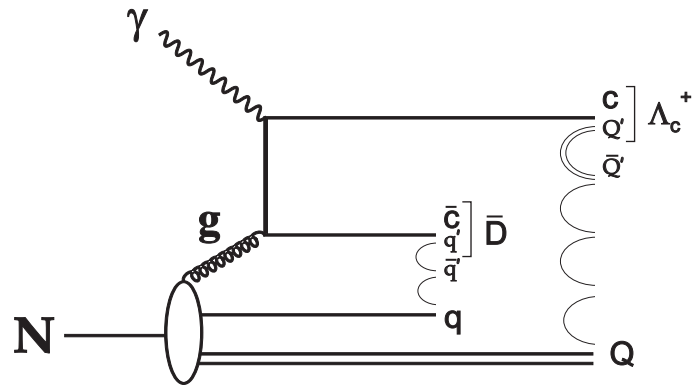


(b)

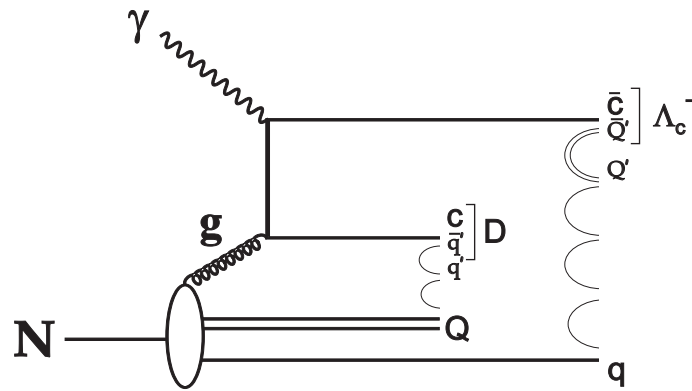


(c)

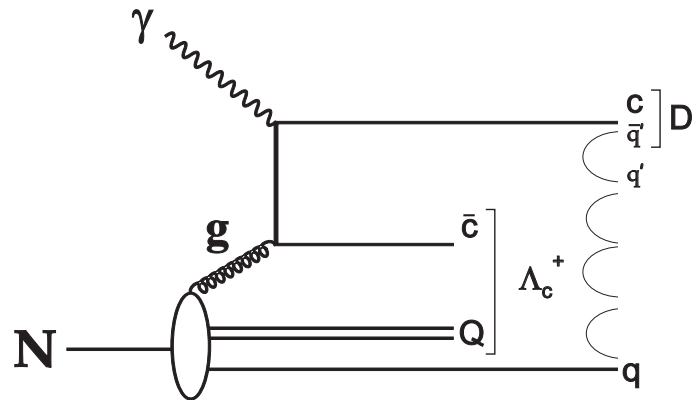
Figura 6.24: Produção simétrica de: (a)  $D_s^-$  na corda mesônica, (b)  $D_s^+$  na corda bariônica. (c) Produção de  $D_s^+$  associada ao favorecimento da produção direta de um méson  $\bar{D}$  (processo dominante a baixas energias).  $q' (\bar{q}') = u, d (\bar{u}, \bar{d})$ .



(a)



(b)



(c)

Figura 6.25: Produção simétrica a altas energias de: (a)  $\Lambda_c^+$  na corda bariônica, (b)  $\Lambda_c^-$  na corda mesônica. (c) Produção de  $\Lambda_c^+$  pela combinação direta de um quark  $c$  e um diquark  $Q$  proveniente de um núcleo do alvo (processo dominante a baixas energias).  $q'$  ( $\bar{q}'$ ) =  $u, d$  ( $\bar{u}, \bar{d}$ ) e  $Q'$  ( $\bar{Q}'$ ) =  $ud$  ( $\bar{u}\bar{d}$ ).

dois modelos de Monte Carlo. O número de eventos de cada amostra usado no cálculo destas razões foi obtidos mediante o método *binned maximum likelihood* (Vide Tabelas 6.2 e 6.4).

Tabela 6.5: Razões entre o número de eventos dos pares e dos antipares  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , para várias amostras de pares charmosos dos dados e de MC.

Razões	Dados	MCDD2	MCDSLc
$\frac{Y(D^+D^0)}{Y(D^0D^-)}$	$0,973 \pm 0,055$	$1,038 \pm 0,016$	$0,994 \pm 0,015$
$\frac{Y(D^+D_s^-)}{Y(D_s^+D^-)}$	$0,750 \pm 0,256$	$0,992 \pm 0,062$	$0,760 \pm 0,052$
$\frac{Y(D^0D_s^-)}{Y(D_s^+D^0)}$	$0,706 \pm 0,175$	$0,912 \pm 0,036$	$0,725 \pm 0,034$
$\frac{Y(D^+\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^-)}$	$0,681 \pm 0,253$	$0,889 \pm 0,102$	$0,631 \pm 0,059$
$\frac{Y(D^0\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^0)}$	$0,697 \pm 0,187$	$0,869 \pm 0,077$	$0,591 \pm 0,040$

Da Tabela 6.5 se observa que a razão experimental  $Y(D^+\bar{D}^0)/Y(D^0D^-)$  é compatível com 1, o que significa que a produção dos pares  $D^+\bar{D}^0$  e  $D^0D^-$  é simétrica. Também por outro lado, observando as razões entre os pares do tipo  $Y(DD_s^-)/Y(D_s^+\bar{D})$  e  $Y(D\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+\bar{D})$ , pode se ver que a produção dos pares do tipo  $D_s^+\bar{D}$  e  $\Lambda_c^+\bar{D}$  é favorecida sobre a produção dos pares  $DD_s^-$  e  $D\Lambda_c^-$  respectivamente. Todos estes resultados estão de acordo com as previsões feitas pelo modelo de fragmentação de cordas de Lund.

Da Tabela 6.5 também se observa que as razões preditas pelo modelo de Monte Carlo MCDSLc estão mais de acordo com os razões experimentais do que as previsões feitas pelo modelo MCDD2, embora que, considerando os grandes erros estatísticos das razões experimentais, os resultados do modelo de MCDD2 também se "ajustam" com os resultados dos dados.

## 6.4 Estudo de Erros

Nesta seção se faz um estudo e verificação das diferentes fontes de erros que podem influenciar no resultado final do cálculo das razões par/antipar.

### 6.4.1 Verificação dos erros estatísticos: estudo de *mini Monte Carlo*

Os estudos de mini MC permitem testar de uma forma direta o comportamento de um algoritmo de ajuste simulando um "ambiente" o mais realista possível. O

mini MC oferece uma forma convincente de verificar se os erros obtidos pelo procedimento de ajuste representam corretamente a variabilidade esperada dos valores obtidos para os parâmetros se o experimento fosse repetido várias vezes. Também permite avaliar o tamanho e a importância de qualquer "bias"<sup>9</sup> (viés) presente nos resultados do ajuste.

Para realizar o estudo de mini Monte Carlo, primeiro se seleciona um conjunto particular de valores dos parâmetros de ajuste ( $\vec{\alpha}$ ), os quais vão ser considerados os valores "verdadeiros" ( $\vec{\alpha}_t$ ). Logo, se gera uma quantidade grande de amostras pseudo-experimentais ao sortear aleatoriamente amostras de observáveis  $\vec{z}_i$  segundo a função densidade de probabilidade (PDF) "verdadeira",  $\mathcal{F}(\vec{z}_i|\vec{\alpha}_t)$ <sup>10</sup>. No final, o algoritmo de ajuste é aplicado sobre cada amostra pseudo-experimental gerada, obtendo desta forma os estimadores (melhores valores),  $\hat{\alpha}_{mMC}$ , de cada parâmetro de interesse e seus respectivos erros. Para cada parâmetro se grafica então uma distribuição *pull*, definida como  $pull(\vec{\alpha}) = (\hat{\alpha}_{mMC} - \vec{\alpha}_t)/\sigma_{\hat{\alpha}}$  (onde  $\sigma_{\hat{\alpha}}$  é o erro obtido pelo ajuste da amostra de mini MC). Supondo que os erros dos parâmetros estão distribuídos segundo uma gaussiana, então, se o estimador do parâmetro não apresenta viés e o erro do ajuste é o correto, se espera que a distribuição *pull* deva ser uma gaussiana centrada em zero e de largura 1.

No caso da presente análise, foram geradas 1.000 "pseudo-amostras de dados" independentes para cada par charmoso considerado na Subsec. 6.3.3. Para gerar as amostras de mini MC, se usou os valores dos parâmetros  $\vec{\theta}$  (Eq. 6.9), obtidos dos ajustes das distribuições bidimensionais de massa invariante normalizada, e a função de parametrização  $f(m_c, m_{\bar{c}}|\vec{\theta})$  (Eq. 6.8).

Nas Figs. [6.26-6.30] se mostram as distribuições *pull* do parâmetro  $N_s$  (número de eventos) das amostras de pares charmosos usadas no cálculo das assimetrias. Na Tabela 6.6 se apresenta um resumo dos resultados obtidos para o valor médio ( $\mu$ ) e a largura ( $\sigma$ ) do ajuste das distribuições *pull*.

Da Tabela 6.6 se observa que, para algumas amostras de pares ( $D^+\bar{D}^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D_s^+\bar{D}^0$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^-$ ), os valores médios  $\mu$  apresentam desvios de mais de  $1\sigma_\mu$ <sup>11</sup> ( $-2,6\sigma_\mu$ ,  $-1,4\sigma_\mu$ ,  $1,3\sigma_\mu$ ,  $3,5\sigma_\mu$  e  $3,4\sigma_\mu$ ) do valor esperado (zero), o que indica a presença de um certo viés no número de eventos destas amostras. Já as amostras restantes, não apresentam desvios nos valores médios (dentro da precisão

<sup>9</sup>*Bias*: Efeito sistemático que quando conhecido pode ser corrigido. Um estimador com um *bias* conhecido pode ser substituído por um estimador sem *bias*.

<sup>10</sup>O processo de geração das amostras de pseudo-dados é explicado no Apênd. B.

<sup>11</sup> $\sigma_\mu$  é o erro estatístico do valor de  $\mu$ .



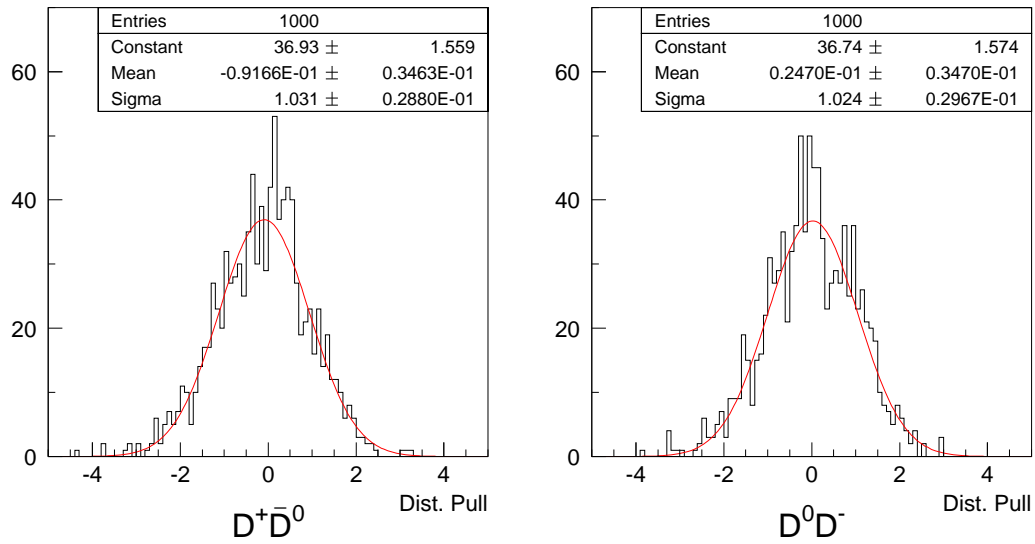


Figura 6.26: Distribuições pull das amostras de pares  $D^+D^0$  e  $D^0D^-$ .

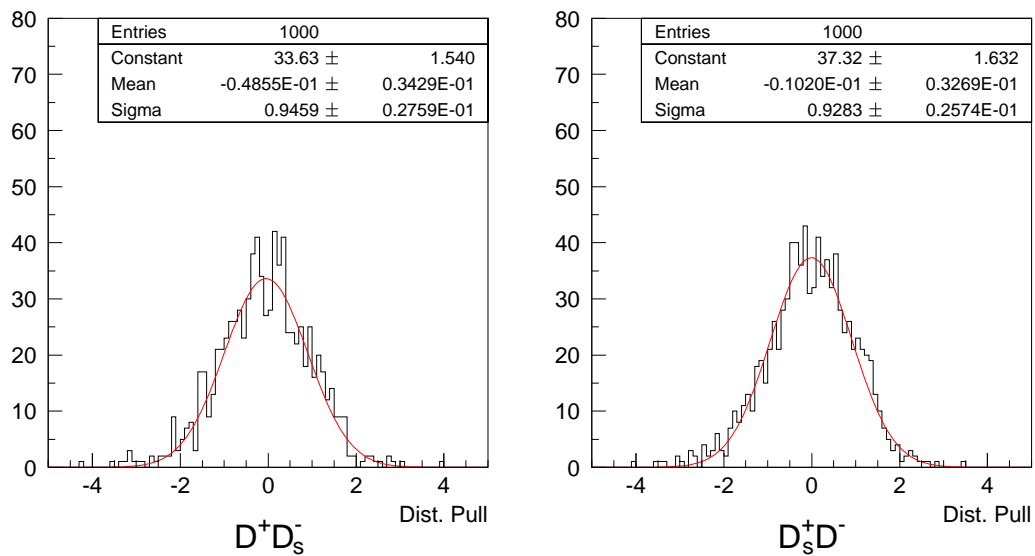


Figura 6.27: Distribuições pull das amostras de pares  $D^+D_s^-$  e  $D_s^+D^-$ .

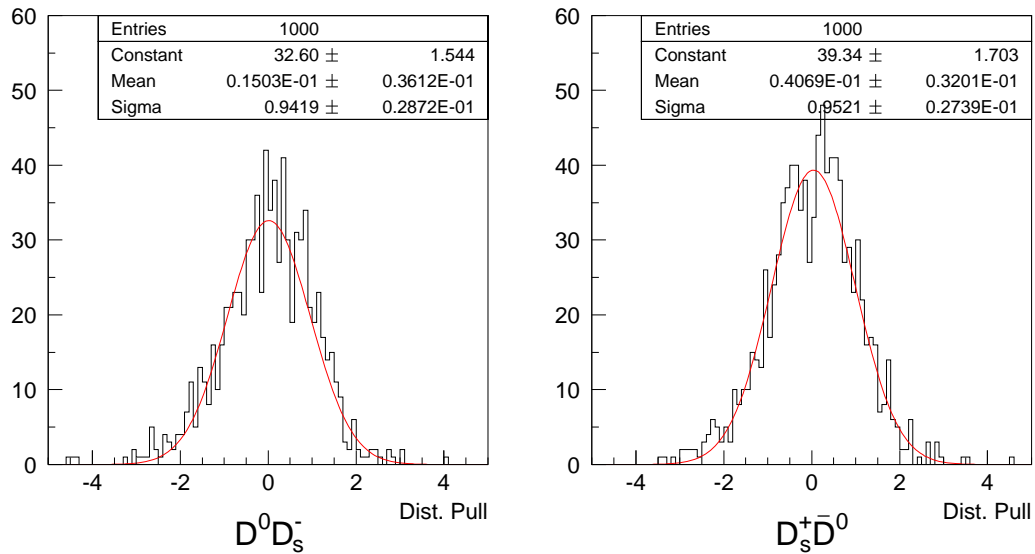


Figura 6.28: Distribuições pull das amostras de pares  $D^0 D_s^-$  e  $D_s^+ \bar{D}^0$ .

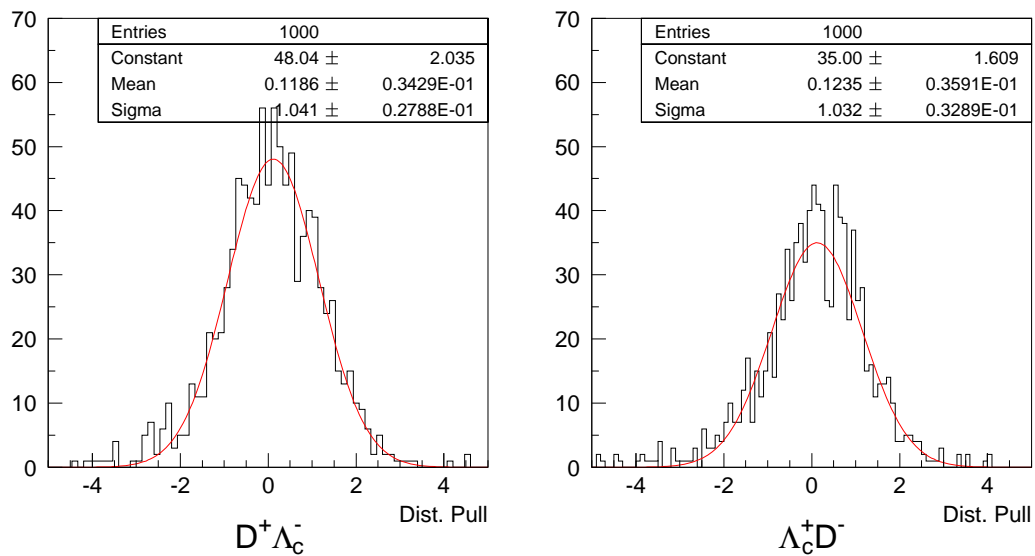


Figura 6.29: Distribuições pull das amostras de pares  $D^+ \Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+ D^-$ .

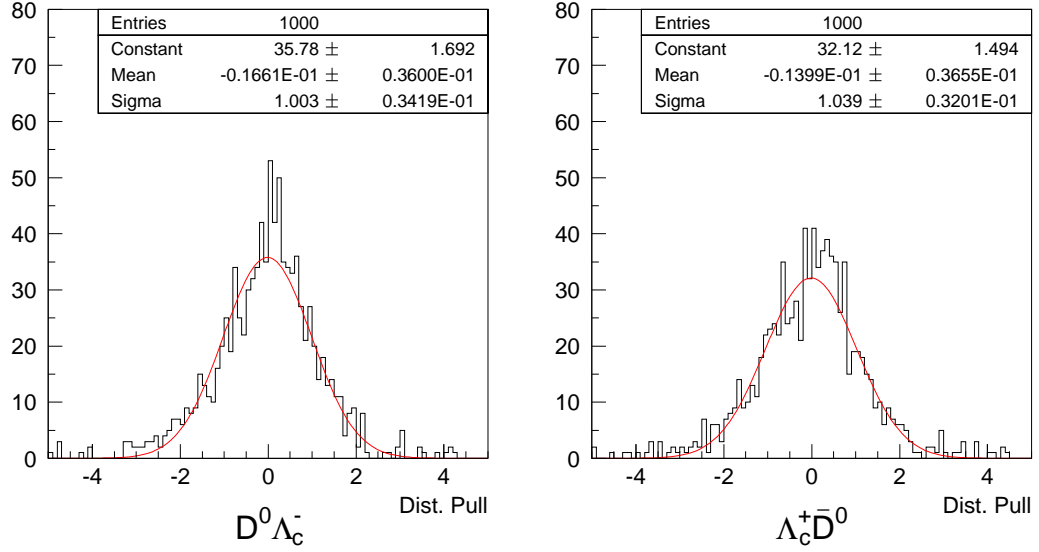


Figura 6.30: Distribuições pull das amostras de pares  $D^0\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ .

estatística do estudo).

Tabela 6.6: Valor médio ( $\mu$ ), largura ( $\sigma$ ), e desvios dos valores esperados do valor médio,  $(\frac{\mu-0}{\sigma\mu})$ , e da largura,  $(\frac{\sigma-1}{e(\sigma)})$ , do ajuste das distribuições pull do número de eventos das amostras de pares charmosos usados no cálculo das assimetrias.

Par charmoso	$\mu \pm \sigma(\mu)$	$\frac{(\mu-0)}{\sigma\mu}$	$\sigma \pm e(\sigma)$	$\frac{(\sigma-1)}{e(\sigma)}$
$D^+D^0$	$-0,092 \pm 0,035$	-2,6	$1,031 \pm 0,029$	1,1
$D^0D^-$	$0,025 \pm 0,035$	0,7	$1,024 \pm 0,030$	0,8
$D^+D_s^-$	$-0,049 \pm 0,034$	-1,4	$0,946 \pm 0,028$	-1,9
$D_s^+D^-$	$-0,010 \pm 0,033$	-0,3	$0,928 \pm 0,026$	-2,8
$D^0D_s^-$	$0,015 \pm 0,036$	0,4	$0,942 \pm 0,029$	-2,0
$D_s^+\bar{D}^0$	$0,041 \pm 0,032$	1,3	$0,952 \pm 0,027$	-1,8
$D^+\Lambda_c^-$	$0,119 \pm 0,034$	3,5	$1,041 \pm 0,028$	1,5
$\Lambda_c^+D^-$	$0,124 \pm 0,036$	3,4	$1,032 \pm 0,033$	1,0
$D^0\Lambda_c^-$	$-0,017 \pm 0,036$	-0,5	$1,003 \pm 0,034$	0,1
$\Lambda_c^+\bar{D}^0$	$-0,014 \pm 0,035$	-0,4	$1,039 \pm 0,032$	1,2

Para calcular os vieses das amostras mencionadas, se multiplicam os valores de  $\mu$  pelos respectivos erros estatísticos do número de eventos, obtidos do ajuste de cada amostra (Vide Tabela 6.2). Na Tabela 6.7 se mostram os valores dos vieses obtidos.

Observando esta última Tabela, pode-se concluir que só as amostras  $D^+\bar{D}^0$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^-$  apresentam vieses que podem ser levados em conta, já que para

Tabela 6.7: Viés no número de eventos de algumas amostras de pares charmosos.

Par charmoso	Bias no número de eventos
$D^+D^0$	$-5,5 \pm 2,1$
$D^+D_s^-$	$-0,3 \pm 0,2$
$D_s^+D^-$	$0,5 \pm 0,4$
$D^+\Lambda_c^-$	$1,2 \pm 0,3$
$\Lambda_c^+D^-$	$2,6 \pm 0,8$

cada uma destas amostras:  $|\text{viés}| > 1$  evento.

Por outro lado, observando as larguras ( $\sigma$ ) na Tabela 6.6, se vê que os erros estatísticos nos números de eventos foram corretamente determinados só para as amostras  $D^0D^-$ ,  $\Lambda_c^+D^-$  e  $D^0\Lambda_c^-$  ( $\sigma$  consistente com 1 dentro de  $\pm 1e(\sigma)$ ). Para as outras amostras de pares, estes erros estatísticos estão, ou subestimados ( $D^+\bar{D}^0$ ,  $D^+\Lambda_c^-$ ,  $\Lambda_c^+\bar{D}^0$ ), ou superestimados ( $D^+D_s^-$ ,  $D_s^+D^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D_s^+\bar{D}^0$ ).

Na Tabela 6.8 se mostram os erros estatísticos no número de eventos obtidos a partir do mini MC (calculados multiplicando os valores de  $\sigma$  pelos respectivos erros estatísticos do número de eventos dos dados mostrados na Tabela 6.2), para as amostras com os erros *mal* estimados pelo ajuste likelihood.

Tabela 6.8: Erros estatísticos no número de eventos obtidos a partir do mini MC para algumas amostras de pares charmosos.

Par charmoso	$\sigma_{mMC}$
$D^+D^0$	62
$D^+D_s^-$	7
$D_s^+D^-$	7
$D^0D_s^-$	8
$D_s^+\bar{D}^0$	10
$D^+\Lambda_c^-$	10
$\Lambda_c^+\bar{D}^0$	37

No final, os valores dos vieses obtidos (Tabela 6.7) foram adicionados no número de eventos das amostras que apresentaram estes efeitos. Também, os erros estatísticos obtidos pelo ajuste likelihood foram corrigidos pelos erros ( $\sigma$ ) calculados pelo estudo de mini MC. Os números de eventos de cada amostra após as correções mencionadas são mostradas na Tabela 6.9.

Tabela 6.9: Número de eventos das amostras de pares usados no cálculo das razões  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , corrigidas pelo estudo de mini MC.

Par charmoso	$Y_{corr}$
$D^+D^0$	$1.461 \pm 62$
$D^0D^-$	$1.508 \pm 59$
$D^+D_s^-$	$27 \pm 7$
$D_s^+D^-$	$36 \pm 7$
$D^0D_s^-$	$48 \pm 8$
$D_s^+D^0$	$68 \pm 10$
$D^+\Lambda_c^-$	$48 \pm 10$
$\Lambda_c^+D^-$	$72 \pm 21$
$D^0\Lambda_c^-$	$122 \pm 21$
$\Lambda_c^+D^0$	$175 \pm 37$

### 6.4.2 Estudo de Erros Sistemáticos

Vários testes foram realizados para poder determinar os erros sistemáticos na medida das razões par/antipar das diferentes amostras de pares charmosos estudados. Para isto, se fez algumas variações na forma de calcular o número de eventos dos pares, e se aplicaram cortes mais restritivos no momento das partículas componentes dos pares. Devido à natureza das variações, estas foram divididas em duas categorias:

- ▷ 1a Categoria: variações na forma de obter o número de eventos dos pares.
  - ◇ bin25, bin30: Se variou o número de bins ( $25 \times 25$  e  $30 \times 30$  bins) nas distribuições de massa bidimensionais ajustadas pelo método minimum likelihood ( $D = 20 \times 20$  bins).
  - ◇ Cont.: Se usou o método de contagem<sup>12</sup> para obter o número de pares. ( $D =$  método minimum likelihood).
- ▷ 2a Categoria: Variações da amostra de pares.
  - ◇ p30, p40, p50: Se mudou o corte no momento das partículas e antipartículas do par ( $p > 30, 40$  e  $50$  GeV,  $D = p > 0$ ).

<sup>12</sup>Vide 6.1.

Para cada categoria foi calculado um erro, ao tomar o *r.m.s.*<sup>13</sup> ou desvio padrão das medidas. No final, os erros obtidos das duas categorias foram adicionados em quadratura para calcular o erro sistemático total de cada razão .

Na Tabela 6.10 se apresentam os números de eventos obtidos para as diferentes variações aplicadas sobre as amostras de pares charmosos.

Tabela 6.10: Número de eventos de várias amostras de pares organizados de acordo à variação feita.

Par charmoso	Primeira categoria			Segunda categoria		
	25×25 bins	30×30 bins	Método contagem	P > 30	P > 40	P > 50
Y(D <sup>+</sup> D <sup>0</sup> )	1.454 ± 60	1.447 ± 60	1.304 ± 49	1.361 ± 57	1.048 ± 50	722 ± 40
Y(D <sup>0</sup> D <sup>-</sup> )	1.498 ± 58	1.499 ± 59	1.301 ± 49	1.389 ± 57	1.113 ± 51	755 ± 40
Y(D <sup>+</sup> D <sub>s</sub> <sup>-</sup> )	26 ± 7	27 ± 7	26 ± 7	23 ± 5	18 ± 6	12 ± 5
Y(D <sub>s</sub> <sup>+</sup> D <sup>-</sup> )	38 ± 8	38 ± 8	33 ± 7	32 ± 8	23 ± 6	12 ± 5
Y(D <sup>0</sup> D <sub>s</sub> <sup>-</sup> )	45 ± 9	47 ± 9	41 ± 9	40 ± 8	25 ± 7	11 ± 6
Y(D <sub>s</sub> <sup>+</sup> D <sup>0</sup> )	66 ± 11	68 ± 11	63 ± 10	59 ± 10	44 ± 9	30 ± 8
Y(D <sup>+</sup> Λ <sub>c</sub> <sup>-</sup> )	50 ± 9	53 ± 10	47 ± 14	41 ± 11	28 ± 10	18 ± 7
Y(Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup> D <sup>-</sup> )	65 ± 13	66 ± 19	72 ± 15	67 ± 19	46 ± 14	34 ± 14
Y(D <sup>0</sup> Λ <sub>c</sub> <sup>-</sup> )	125 ± 27	128 ± 25	136 ± 22	96 ± 24	68 ± 19	50 ± 17
Y(Λ <sub>c</sub> <sup>+</sup> D <sup>0</sup> )	194 ± 210	185 ± 21	176 ± 24	171 ± 20	105 ± 19	68 ± 12

Os resultados de todos os testes realizados para determinar os erros sistemáticos nas razões par/antipar das amostras consideradas são mostrados nas Figs. [6.31-6.33]. Os círculos cheios nas figuras representam os valores obtidos (*default*) pela análise.

Das figuras mencionadas, se observa que os resultados dos testes de erros sistemáticos para cada razão par/antipar são compatíveis com os valores *default* (dentro dos erros estatísticos). Nas Tabelas [6.11-6.12] se apresentam os respectivos resumos das razões par/antipar obtidos para as duas categorias de testes realizados, e na Tabela 6.13 se mostram os resultados parciais e totais dos erros sistemáticos calculados.

Finalmente, na Tabela 6.14 se apresentam os resultados finais obtidos para as razões par/antipar, considerando as correções nos números de eventos dado pelo mini MC e os diferentes testes de erros sistemáticos.

<sup>13</sup>*r.m.s.*: Root mean square (raiz quadrada média), definida como  $\sigma_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N x_i^2 - N\langle x \rangle^2}{N-1}}$ . Aqui  $x_i$  é a medida  $i$ , e  $N$  é o número de medidas.

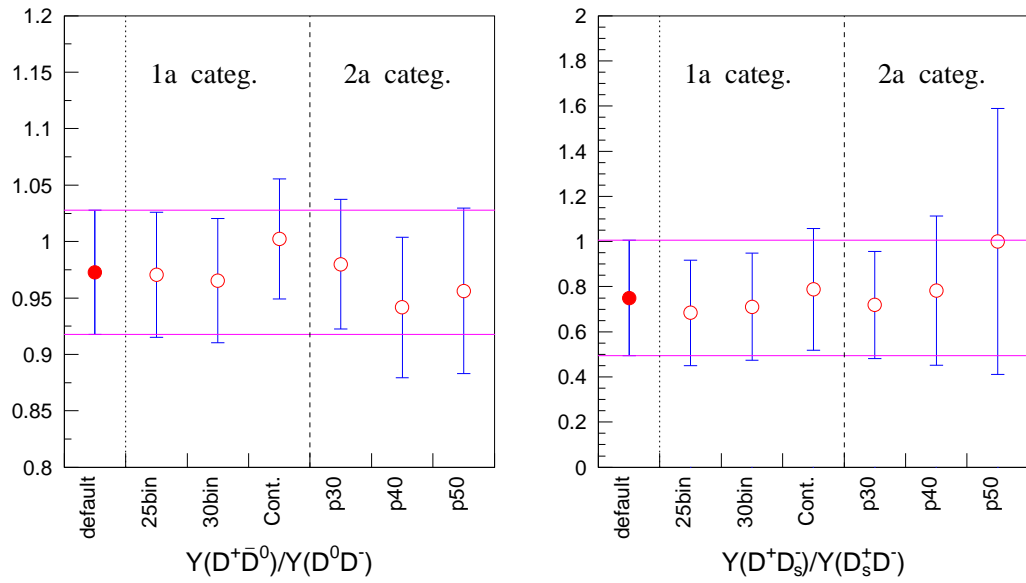


Figura 6.31: Resultados dos testes de erros sistemáticos realizados para as razões  $Y(D^+\bar{D}^0)/Y(D^0D^-)$  e  $Y(D^+D_s^-)/Y(D_s^+D^-)$ .

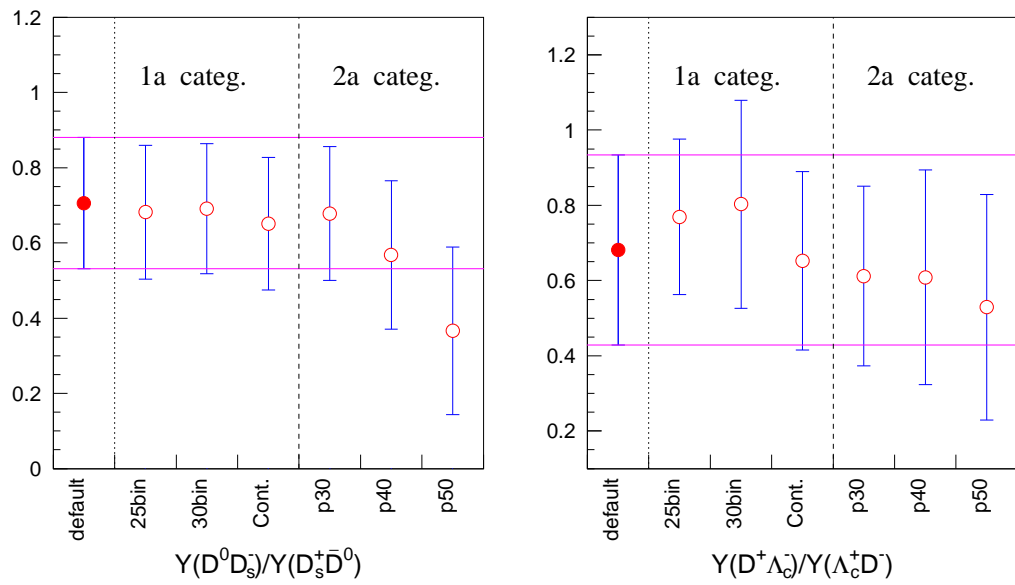


Figura 6.32: Resultados dos testes de erros sistemáticos realizados para as razões  $Y(D^0D_s^-)/Y(D_s^+\bar{D}^0)$  e  $Y(D^+\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+D^-)$ .

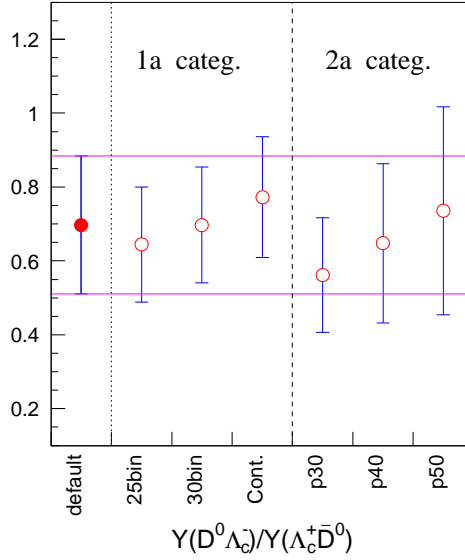


Figura 6.33: Resultados dos testes de erro sistemático realizados para a razão  $Y(D^0\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+\bar{D}^0)$ .

Tabela 6.11: Resultados das razões  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$  obtidos pelos testes de erro sistemático da primeira categoria.

Raçaõ	25×25 bins	30×30 bins	Método contagem
$\frac{Y(D^+D^0)}{Y(D^0D^-)}$	$0,971 \pm 0,047$	$0,965 \pm 0,055$	$1,002 \pm 0,053$
$\frac{Y(D^+D_s^-)}{Y(D_s^+D^-)}$	$0,684 \pm 0,234$	$0,711 \pm 0,237$	$0,788 \pm 0,270$
$\frac{Y(D^0D_s^-)}{Y(D_s^+D^0)}$	$0,682 \pm 0,178$	$0,691 \pm 0,173$	$0,651 \pm 0,176$
$\frac{Y(D^+\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^-)}$	$0,769 \pm 0,188$	$0,803 \pm 0,285$	$0,653 \pm 0,237$
$\frac{Y(D^0\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+\bar{D}^0)}$	$0,648 \pm 0,124$	$0,696 \pm 0,148$	$0,773 \pm 0,163$

Tabela 6.12: Resultados das razões  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$  obtidos pelos testes de erro sistemático da segunda categoria.

Raçaõ	$p > 30$	$p > 40$	$p > 50$
$\frac{Y(D^+D^0)}{Y(D^0D^-)}$	$0,980 \pm 0,057$	$0,942 \pm 0,062$	$0,956 \pm 0,073$
$\frac{Y(D^+D_s^-)}{Y(D_s^+D^-)}$	$0,719 \pm 0,190$	$0,783 \pm 0,331$	$1,000 \pm 0,589$
$\frac{Y(D^0D_s^-)}{Y(D_s^+D^0)}$	$0,678 \pm 0,178$	$0,568 \pm 0,197$	$0,367 \pm 0,223$
$\frac{Y(D^+\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^-)}$	$0,612 \pm 0,239$	$0,609 \pm 0,286$	$0,529 \pm 0,300$
$\frac{Y(D^0\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+\bar{D}^0)}$	$0,561 \pm 0,155$	$0,648 \pm 0,216$	$0,735 \pm 0,282$



Tabela 6.13: Erros sistemáticos parciais e totais das razões  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ .

Raço	$\sigma_{sist}$ Prim. categ.	$\sigma_{sist}$ Seg. categ.	$\sigma_{syst.tot.}$
$\frac{Y(D^+D^0)}{Y(D^0D^-)}$	0,020	0,019	0,028
$\frac{Y(D^+D_s^-)}{Y(D_s^+D^-)}$	0,054	0,147	0,157
$\frac{Y(D^0D_s^-)}{Y(D_s^+D^0)}$	0,021	0,158	0,159
$\frac{Y(D^+\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^-)}$	0,079	0,047	0,047
$\frac{Y(D^0\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^0)}$	0,063	0,087	0,087

Tabela 6.14: Resultados finais das razões  $\frac{Y(par)}{Y(antipar)}$ , considerando as correções dadas pelo estudo de mini MC para os números de eventos dos pares e os erros sistemáticos calculados para estas razões.

$Y_{par}/Y_{antipar}$	
$\frac{Y(D^+D^0)}{Y(D^0D^-)}$	$0,969 \pm 0,056 \pm 0,028$
$\frac{Y(D^+D_s^-)}{Y(D_s^+D^-)}$	$0,750 \pm 0,243 \pm 0,157$
$\frac{Y(D^0D_s^-)}{Y(D_s^+D^0)}$	$0,706 \pm 0,157 \pm 0,159$
$\frac{Y(D^+\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^-)}$	$0,667 \pm 0,239 \pm 0,047$
$\frac{Y(D^0\Lambda_c^-)}{Y(\Lambda_c^+D^0)}$	$0,697 \pm 0,190 \pm 0,087$

# Capítulo 7

## Conclusões

Nesta análise se apresentou o resultado do estudo da produção e das correlações de pares de partículas charmosas obtidas pelo experimento de fotoprodução E831/FOCUS do Fermilab, que coletou e reconstruiu mais de um milhão de eventos com charme, uma ordem de grandeza a mais do que a geração anterior de experimentos de fotoprodução (E687 [79]).

Esta alta estatística de eventos charmosos permitiu reconstruir cerca de 7.000 pares de mésons  $D\bar{D}$ , uma estatística quase 10 vezes maior que a obtida pelos experimentos anteriores de hadro e fotoprodução. Para isto foram usados os canais de decaimento com razões de ramificação elevadas  $D \rightarrow K_n\pi$  ( $n = 1,2,3$ ). Por outro lado, também foi possível reconstruir as amostras de pares  $DD_s$  e  $D\Lambda_c$  usando os canais de decaimento  $D_s \rightarrow KK\pi$  e  $\Lambda_c \rightarrow pK\pi$  (além dos mésons  $D$  já mencionados), amostras de pares nunca antes observadas pelos experimentos de fotoprodução, e só reportadas (com baixa estatística) pelo experimento de hadroprodução NA32 (Vide Cap. 2). No total, se conseguiu reconstruir uma amostra de aproximadamente 8.300 pares de partículas, sendo esta a maior amostra de pares charmosos coletados até hoje, tanto em hadroprodução como em fotoprodução.

Graças à grande amostra de pares, e ao fato de se ter os estados charmosos finais completamente reconstruídos, foi possível estudar com bastante detalhamento o grau de correlação de algumas variáveis cinemáticas associadas às componentes transversais e longitudinais (com relação à direção do feixe incidente) do momento das partículas componentes de um par, tais como: o momento transversal do par ( $p_T^2$ ), a diferença do ângulo azimutal entre as componentes transversais de cada partícula do par ( $\Delta\phi$ ), a diferença na rapidez ( $\Delta y$ ) das partículas do par e a massa invariante do par. Também foi possível calcular as taxas relativas de produção par/antipar para várias amostras de pares charmosos em diferentes canais de de-

caimento.

Com esta grande amostra, foi possível comparar os dados com as predições feitas pela QCD através do modelo de fusão fóton-glúon (*photon-gluon fusion*, PGF), na primeira ordem perturbativa para a produção de pares de quarks charme-anticharme ( $c\bar{c}$ ), e pelo modelo de fragmentação de cordas de Lund para a hadronização dos mesmos. Estes modelos teóricos foram implementados pelo gerador de eventos de Monte Carlo PYTHIA, que por sua vez, introduz um momento transversal intrínseco ( $k_{\perp}$ ) aos pártons dentro do núcleon para levar em conta o movimento de Fermi destes. Este momento intrínseco é selecionado de acordo a uma distribuição gaussiana:  $\exp(-k_{\perp}^2/\sigma_{k_{\perp}}^2)k_{\perp} dk_{\perp}$ , com  $\langle k_{\perp}^2 \rangle = \sigma_{k_{\perp}}^2 = (0,6 \text{ GeV}/c)^2$ .

Para realizar as comparações entre a teoria e os dados, se geraram duas amostras de Monte Carlo (chamadas de MCDD2 e MCDSL), onde para cada uma destas amostras, os modelos teóricos mencionados foram parametrizados para favorecer uma melhor simulação da produção das partículas  $D^+$ ,  $D^0$  (modelo MCDD2) e  $D_s$ ,  $\Lambda_c$  (modelo MCDSL) respectivamente. As principais diferenças entre ambas modelos se concentram nas distribuições de momento usadas pelo "quark solteiro" (Eqs. 6.10 e 6.11) e nas razões relativas da produção de pares  $Q\bar{Q}$  (diquark-antidiquark) sobre a produção de pares  $q\bar{q}$  (quark-antiquark) nas cordas de fragmentação de Lund, tal como pode ser visto na Subsec. 6.2.1.

### Correlações transversais: $p_T^2$ e $\Delta\phi$

Segundo o modelo de fusão fóton-glúon (primeira ordem perturbativa da QCD), é esperado que as partículas contendo quarks charme e anticharme sejam produzidas em direções opostas no plano transversal à direção do feixe. O que poderia modificar este comportamento são alguns efeitos não perturbativos (como por exemplo o momento transversal intrínseco  $k_{\perp}$  dos pártons dentro dos núcleons do alvo), assim como correções de ordens de perturbação superiores (*next-to-leading order*, NLO) [97]. Estas predições podem ser confirmadas observando as distribuições experimentais  $p_T^2$  e  $\Delta\phi$  (Figs. [6.5-6.10]), onde se vé um notável incremento no número de eventos para os valores próximos a  $p_T^2 = 0$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> e  $\Delta\phi = \pi$  rad., em todas as amostras de pares charmosos. Similar comportamento se observa nas distribuições bidimensionais  $p_{T(part)}^2$  vs.  $\bar{p}_{T(apt)}^2$  (Figs. [6.17-6.19]), onde se vé um aumento no número de eventos nos intervalos de  $p_{T(part)}^2 = \bar{p}_{T(apt)}^2$ .

Das Figs. [6.5-6.10], se observa também que o modelo MCDD2 está em melhor concordância com as distribuições de correlação experimentais  $p_T^2$  e  $\Delta\phi$  do que o

modelo MCDSL (principalmente nas distribuições correspondentes às amostras do tipo  $DD_s$  e  $DA_c$ ), o que indica que apesar de existir uma certa dependência com a forma funcional assumida para a distribuição de momento do "quark solteiro", o cálculo da QCD perturbativa na primeira ordem junto com o momento transversal intrínseco dos pártons dos núcleons do alvo, descrevem bastante bem as distribuições  $p_T^2$  e  $\Delta\phi$ . Isto mostra que os resultados da QCD perturbativa por si só não são suficientes para descrever adequadamente estas distribuições experimentais, e que a inclusão de um fator não perturbativo (o momento transversal  $k_\perp$ ) é necessário. Mas, apesar da boa concordância entre os dados e modelo MCDD2, ainda persistem algumas discrepâncias (menores), as quais podem ser atribuídas em parte a efeitos de correções de ordens superiores (NLO) não considerados na simulação de Monte Carlo. Este comportamento está de acordo com o predito pelo estudo teórico feito por Frixione et al. [96], onde se conclue que para o caso da fotoprodução de charme, os efeitos não perturbativos tem um papel preponderante, e que as contribuições de ordens perturbativos superiores (NLO) são menos importantes do que no caso da hadroprodução de charme.

Cabe mencionar também que a função de fragmentação usada no modelo hadronização de Lund não afeta as predições teóricas para as distribuições mencionadas, uma vez que, a função de fragmentação não modifica as direções dos momentos dos quarks charme e anticharme.

### Correlações longitudinais: $\Delta y$

Como se mencionou no Subsec. 1.4.1, na primeira ordem perturbativa da QCD cada evento  $c\bar{c}$  tem o centro de massa dos pártons deslocado em relação ao centro de massa do sistema fóton-núcleon, fazendo com que a correlação entre os momentos longitudinais dos quarks  $c$  e  $\bar{c}$  não seja significativa.

Observando as distribuições experimentais  $\Delta y$  (Figs. [6.11-6.13]) se vê um notável incremento de eventos na região próxima a  $\Delta y = 0$ , e um comportamento tipo "gaussiana" conforme o valor de  $|\Delta y|$  aumenta. Este comportamento é similar ao observado nas distribuições experimentais  $\Delta y$  obtidas pelos experimentos anteriores de hadro e fotoprodução (como mostrado no Cap. 2), e também ao predito pelo cálculo na primeira ordem perturbativa da QCD para hadroprodução de charme [98]. Nas mesmas figuras, se observa também um comportamento similar de "gaussiana" para as distribuições preditas pelos dois modelos de Monte Carlo. Se vê que as distribuições obtidas pelo modelo MCDD2 têm uma melhor concordância

com as distribuições experimentais  $\Delta y$  do que as distribuições obtidas pelo modelo MCDSL<sub>C</sub>, onde, se observa algumas diferenças, principalmente, nas amostras do tipo DD<sub>s</sub> e DΛ<sub>c</sub>. Para o primeiro tipo de pares (DD<sub>s</sub>), o modelo MCDSL<sub>C</sub> prediz distribuições  $\Delta y$  mais largas em relação às distribuições experimentais, enquanto que para o segundo tipo de pares (DΛ<sub>c</sub>), o modelo MCDSL<sub>C</sub> prediz distribuições  $\Delta y$  mais estreitas do que as distribuições dos dados. Embora as distribuições preditas pelo modelo MCDD2 para  $\Delta y$  tenham um bom acordo com as distribuições experimentais, ainda se observam certas discrepâncias entre as mesmaa, como por exemplo na região central da distribuição D<sup>0</sup> $\bar{D}^0$  (que por sua vez se reflete também na distribuição global D $\bar{D}$ ), onde ambos dos modelos de Monte Carlo predizem um número de eventos menor do que o apresentado na distribuição experimental.

Já nas distribuições bidimensionais experimentais da rapidez da partícula charmosa vs. a rapidez da antipartícula charmosa ( $y_{(\text{part})}$  vs.  $\bar{y}_{(\text{apart})}$ ) mostradas nas Figs. [6.20-6.22], pode-se observar uma clara correlação "complementar", isto é, há um incremento no número de eventos das regiões:  $y_{(\text{part})}$  baixo e  $\bar{y}_{(\text{apart})}$  alto,  $y_{(\text{part})}$  alto e  $\bar{y}_{(\text{apart})}$  baixo, mas principalmente na região central onde  $y_{(\text{part})} \simeq \bar{y}_{(\text{apart})}$ . Também nas figuras correspondentes às distribuições bidimensionais, se observa que ambos modelos de Monte Carlo predizem correlações um pouco diferentes nas distribuições  $y_{(\text{part})}$  vs.  $\bar{y}_{(\text{apart})}$ .

Da observação das predições feitas pelos modelos de Monte Carlo, particularmente do modelo MCDD2, para as distribuições de correlação longitudinais, pode-se concluir que o processo de hadronização de Lund introduz modificações nas distribuições dos momentos longitudinais dos quarks  $c$  e  $\bar{c}$  como resultado da conexão da cor entre os quarks charme (anticharme) com um diquark (quark), produzindo distribuições de correlações longitudinais que reproduzem bastante bem as distribuições longitudinais experimentais. Algumas diferenças entre os resultados dos dados e dos modelos teóricos (PGF + Lund), sugerem a necessidade de considerar outros efeitos na simulação, como por exemplo, o uso de outros valores nos parâmetros dos modelos teóricos, ou a introdução de correções de ordens perturbativas superiores da QCD (NLO) para a produção dos pares  $c\bar{c}$ .

### **Correlações na massa invariante dos pares charmosos**

Das Figs. [6.14-6.16] se observa que o modelo de MCDD2 prediz distribuições da massa invariante que estão em melhor acordo com as distribuições da massa invariante dos dados, do que as distribuições da massa invariante preditas pelo

modelo MCDSLC. Porém, claras discrepâncias aparecem entre as distribuições experimental e teórica para a amostra de pares  $D\bar{D}$  na região  $[3,6-3,8]$  GeV/ $c^2$ , onde a distribuição experimental apresenta um incremento no número de eventos que não é reproduzida pelo modelo teórico. Em parte esta diferença pode ser atribuída à produção difrativa do méson  $\psi(3770)$  (de massa 3.773 MeV) decaindo em pares  $D\bar{D}$  neutros ( $D^0\bar{D}^0$  ou  $D^+D^-$ ), e que não está considerado dentro dos modelos teóricos usados pelo PYTHIA para a fotoprodução de charme.

### Assimetrias na produção relativa de pares e antipares

Na primeira ordem perturbativa da QCD para a fotoprodução de charme, os quarks charme e anticharme são produzidos de forma similar, o que significa que qualquer assimetria na produção associada de pares e antipares charmosos deve ser atribuído ao processo de hadronização que envolve os fragmentos do núcleo do alvo.

Segundo o esquema de fragmentação de cordas de Lund, a cinemática do sistema charme-diquark/anticharme-quark, controla as massas invariantes adquiridas pelas cordas, que por sua vez influenciam os tipos de partículas com charme que podem ser produzidas, assim como o espectro das partículas de "fragmentação" produzidas no vértice primário da interação. Já a dinâmica da quebra das cordas pode levar a potenciais diferenças na taxa de produção total das partículas contendo um quark charme ou anticharme, assim como a diferenças nas distribuições cinemáticas.

Para estudar as taxas de produção de várias amostras de pares charmosos se calculou a razão entre o número de eventos do par e seu correspondente antipar ( $Y_{par}/Y_{antipar}$ ). Os resultados destas razões são mostrados na Tabela 6.5 para as amostras  $D^+D^0$ ,  $D^+D_s^-$ ,  $D^0D_s^-$ ,  $D^+\Lambda_c^-$  e  $D^0\Lambda_c^-$ . Se observa que a razão  $Y(D^+\bar{D}^0)/Y(D^0\bar{D}^-)$  é compatível com 1, o que indica que a produção de ambos tipos de pares é simétrica. Também se observa que as razões dos pares do tipo  $Y(DD_s^-)/Y(D_s^+\bar{D})$  e  $Y(D\Lambda_c^-)/Y(\Lambda_c^+\bar{D})$  são menores que 1, o que indica que há um favorecimento na produção dos pares do tipo  $D_s^+\bar{D}$  e  $\Lambda_c^+\bar{D}$ . Todos estes resultados experimentais estão de acordo com as previsões feitas pelo modelo de fragmentação de cordas de Lund.

Na Tabela 6.5 também se mostram as razões preditas pelos dois modelos de Monte Carlo. Se observa que os valores das razões par/antipar obtidas pelo modelo MCDSLC são mais próximas aos valores das razões experimentais, embora que, devido aos grandes erros estatísticos associados ao cálculo das razões dos dados, os resultados obtidos pelo modelo de MCDD2 também são compatíveis com os dados

experimentais.

Finalmente, um estudo de mini Monte Carlo foi realizado para verificar a existência ou não de vieses no número de eventos obtidos para cada amostra de pares charmosos usados no cálculo das razões par/antipar. Também foi feito um estudo de erros sistemáticos para observar como a variação de certos parâmetros e condições afetam a obtenção do número de eventos dos pares charmosos, e por consequência, o cálculo das razões par/antipar.

No final, foi calculado de novo as razões par/antipar para as amostras de pares mencionadas, levando em conta os vieses e adicionando os erros sistemáticos correspondentes a cada razão. O resultado deste cálculo é apresentado na Tabela 6.14. Os novos resultados não são muito diferentes dos resultados obtidos inicialmente.

### Modelos de Monte Carlo

Como dito anteriormente, ambos os modelos MCDD2 e MCDSL<sub>C</sub> estão baseados no mecanismo de fusão fóton-glúon para a produção de pares de quarks  $c\bar{c}$ , e no modelo de Lund para a hadronização, com a inclusão de um momento transversal intrínseco ( $k_{\perp}$ ) para os pártons dentro dos núcleons do alvo com  $\langle k_{\perp}^2 \rangle = (0,6 \text{ GeV}/c)^2$ .

Se vê que para descrever as correlações nas variáveis cinemáticas, o modelo MCDD2 dá uma melhor concordância com as distribuições experimentais. Por outro lado, o modelo MCDSL<sub>C</sub> reproduz melhor as razões de produção relativa par/antipar.

# Referências

- [1] Colaboração NA27, Aguilar-Benitez, M., et al, *Phys. Lett.* B164 (1985) 404.
- [2] Colaboração NA27, Aguilar-Benitez, M., et al, *Z. Phys.* C40 (1988) 321.
- [3] Colaboração WA75, Aoki S., et al, *Phys. Lett.* B209 (1988) 113.
- [4] Colaboração WA75, Aoki S., et al, *Prog. Theor. Phys.* 879 (1992) 1315.
- [5] Colaboração NA32, Barlag S., et al, *Phys. Lett.* B257 (1991) 519.
- [6] Colaboração NA32, Barlag S., et al, *Phys. Lett.* B302 (1993) 112.
- [7] Colaboração E653, Kodama K., et al, *Phys. Lett.* B263 (1991) 579.
- [8] Colaboração WA92, Adamovich M., et al, *Phys. Lett.* B385 (1996) 487.
- [9] Colaboração E791, Aitala E.M., et al, Adamovich M., et al, *Phys. Lett.* B385 (1999) 487.
- [10] Colaboração NA14, M.P. Alvarez, et al., *Phys. Lett.* B278, (1992) 385.
- [11] Colaboração E687, P.L. Frabetti, et al., *Phys. Lett.* B308, (1993) 193.
- [12] Colaboração FOCUS, E. Gottschalk et al., *Phys. Lett.* B 566 (2003) 51
- [13] David Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, John Wiley & sons, Inc. (1987).
- [14] Francis Halzen, Alan D. Martin, *An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & sons, Inc. (1984).
- [15] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8, 214 (1964).
- [16] Donald H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley Publishing Company, Inc. (1987).



- 
- [17] O.W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.* 13, (1964) 598.
- [18] D. Gross and F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* 30, (1973) 1343.
- [19] J.J. Aubert et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, (1974) 1404.
- [20] J.E. Augustin et al., *Phys. Rev. Lett.* 33, (1974) 1406.
- [21] J. Rosner, New Physics, ed., *American Association of Physics Teachers*, New York (1981).
- [22] SLAC publication *Beam Line*, Volumen 7, No. 11, November 1976.
- [23] S.D. Drell (June 1975) and S.L. Glashow (October 1975), *Scientific American Articles*.
- [24] J.D. Bjorken and S.L. Glashow, *Phys. Lett.* 11, (1964) 255.
- [25] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and Maiani, *Phys. Rev. D* 2, (1970) 1285.
- [26] R.F. Schwitters, *Scientific American* (October 1977).
- [27] E.G. Cazzoli et al., *Phys. Rev. Lett.* 34, (1975) 1125.
- [28] G. Goldhaber et al., *Phys. Rev. Lett.* 37, (1976) 255.
- [29] I. Peruzzi, *Phys. Rev. Lett.* 37, (1976) 569.
- [30] R. Brandelik et al., *Phys. Lett. B* 70, (1977) 132.
- [31] M. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* 35, (1975) 1489.
- [32] S.W. Herb et al., *Phys. Rev. Lett.* 39, (1977) 252.
- [33] M. Basile et al., *Nuovo Cimento Lett.* 31, (1981) 97.
- [34] D. Drijar et al., *Phys. Lett.* 108 B, (1982) 361.
- [35] S. Behrends et al., *Phys. Rev. Lett.* 50, (1983) 881.
- [36] F. Abe et al., *Phys. Rev. D* 50, (1994) 2966.
- [37] S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* 72, (1994) 2138.
- [38] S. Abachi et al., *Phys. Rev. Lett.* 74, (1995) 2632.

- [39] F. Abe et al., *Phys. Rev. Lett.* 74, (1995) 2626.
- [40] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys. Rev.* 97 (1983) 31.
- [41] E. Norrbin and T. Sjöstrand, *Eur. Phys. J direct C* 17, (2000) 137.
- [42] D. Amati, R. Petronzio and G. Veneziano, *Nuc. Phys.* B 140, (1978) 54.
- [43] S. Libby and G. Sterman, *Phys. Rev.* D 18, (1978) 3252.
- [44] A.H. Mueller, *Phys. Rev.* D 18, (1978) 3705.
- [45] R.K. Ellis et al., *Nuc. Phys.* B 152, (1979) 285.
- [46] A.V. Efremov and A. V. Radyushkin, *Theor. Math. Phys.* 44, (1981) 664.
- [47] G. Arnison et al., *Phys. Lett.* B 132, (1983) 214.
- [48] P. Bagnaia et al., *Phys. Lett.* B 138, (1984) 430.
- [49] G. Banner et al., *Phys. Lett.* B 122, (1983) 476.
- [50] L.M. Jones and H.W. Wyld, *Phys. Rev.* D 17, (1978) 759.
- [51] M. Fontannaz, B. Pire, and D Scshiff, *Z. Phys.* C11, (1981) 211.
- [52] J. Butler and P. Garbincius, *Charming photons: A report from E687*, Fermilab Report (1993).
- [53] R.K. Ellis and P. Nason, *Nuc. Phys.* B 312 (1989) 551.
- [54] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 46, (1987) 367.
- [55] T. Sjöstrand and M. Bengtsson, *Comput. Phys. Commun.* 46, (1987) 43.
- [56] H.-U. Bengtsson and T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 46, (1987) 43.
- [57] PYTHIA 6.127, T. Sjöstrand et al., *Comput. Phys. Commun.* 135 (2001) 238.
- [58] M.G. Bowler, *Z. Phys.* C11, (1981) 169.
- [59] C. Peterson et al., *Phys. Rev.* D 30 (1983) 105.
- [60] J.P. Albanese et al., *Phys. Lett.* B 158 (1985) 186; S. Aoki et al., *Phys. Lett.* B 187 (1987) 185.

- 
- [61] G. Ingelman, TWISTER, report DESY (1986) 86-131.
- [62] J.F. Owens, *Phys. Rev. D* 30 (1984) 943.
- [63] E. Eichten et al., *Rev. Mod. Phys.* 56 (1984) 579; errata in FERMILAB-Pub86/75-T (19869).
- [64] A. Fassò et al., Proc. IV International Conference on Calorimetry and their Applications, La Biodola, Italy (World Scientific, 1994) p. 493.
- [65] M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Nuc. Phys. B* 405 (1993) 507.
- [66] P.J. Sutton, A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, *Phys. Rev. D* 45 (1992) 2349.
- [67] A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, *Phys. Rev. D* 43 (1991) 3648.
- [68] Combridge B.L., *Nuc. Phys. B* 151 (1979) 427;  
Carlson C.E. e Suaya R., *Phys. Lett. B* 81 (1979) 329;  
Winder R. e Michael C., *Nuc. Phys. B* 173 (1980) 59;  
Barger V., et al, *Phys. Rev. D* 25 (1982) 112;  
Odorico R., *Nuc. Phys. B* 209 (1982) 77.
- [69] Godbole R.M. e Roy D.P., *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1711.
- [70] M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, Fixed target hadroproduction of heavy quarks, preprint IFUP-TH-37/92, GEF-TH-15/92, IFUM-FT 1992.
- [71] R.K. Ellis, Fermilab preprint FERMILAB-Conf-89/168-T (1989).
- [72] Ph.D. Thesis, Osaka City University (1990).
- [73] Ph.D. Thesis, Carneige-Mellon University (1990).
- [74] M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Nuc. Phys. B* 373 (1992) 295.
- [75] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: *Physics and Manual*, CERN Report CERN-TH.6488/92; T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 82 (1994) 74.
- [76] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 82 (1994) 74.
- [77] A. Capella and J. Tran Thanh Van, *Phys. Lett. B* 93 (1980) 146.

- [78] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* 39, (1986) 347.
- [79] P. L. Frabetti et al., *Nuc. Inst. Meth. A* 320, (1992) 519.
- [80] Wideband Beam Photon Collaboration (S. Bianco et al.), A high statistics study of states containing heavy quarks using the wide band photon beam and the E-687 multiparticle spectrometer, FERMILAB-PROPOSAL-P831, (1992).
- [81] P. L. Frabetti et al., *Nuc. Inst. Meth. A* 329, (1993) 62.
- [82] FOCUS Collaboration, Description and performance of the Fermilab FOCUS spectrometer, 1999, [<http://www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps>].
- [83] J. M. Link et al., *Nuc. Inst. Meth. A* 484, (2002) 270.
- [84] S. Bianco et al., The upgraded outer EM calorimeter of FOCUS at Fermilab, "Lissabon 1999, Calorimetry in high energy physics", (1999) 527.
- [85] L. Cinquini, J. Cumalat, E. Erdos, B. O'Reilly and E. Vaandering, A description of the inner Electromagnetic Calorimeter for FOCUS, FOCUS memo, [[http://www-hep.colorado.edu/e687/focus\\_doc/iecal.ps](http://www-hep.colorado.edu/e687/focus_doc/iecal.ps)].
- [86] G. Bonomi, An iron/scintillator tile calorimeter for the Focus experiment at Fermilab, VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson, Arizona, USA, 9-14 Nov. 1997. Edited by E. Cheu, T. Embry, J. Rutherford, and R. Wigmans, 280, Singapore: World Scientific, (1998).
- [87] G. Boca et al., *Nuc. Inst. Meth. A* 409, (1998) 561.
- [88] J. Wiss, Calculations Related to Fitting and Linking. E687-88-048 12/16/88; J. Wiss, Analytics Calculations related to Micro Linking. E687-88-020 8/23/88. [<http://web.hep.uiuc.edu/e687/memos/memos-tk.html>]
- [89] Unstub Studies E687-89-009 2/17/89, [<http://web.hep.uiuc.edu/e687/memos/memos-tk.html>]
- [90] M. Fausey et al., Cooperative Software Process, CPS Homepage [<http://www-hppc.fnal.gov/farms/cps/cpspage.html>]
- [91] R. L. Culbertson, "Four-Body Semileptonic Decays of D Mesons", Ph.D. thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign (1993).

- 
- [92] Particle Data Group, W.-M Yao et al., *Jour. Phys. G* 33 (2006) 1
- [93] W.T. Eadie, D. Drijard, F.E. James, M. Roos, B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics* (North Holland 1971).
- [94] L. Lyons, *Statistical for nuclear and particle physics*, Cambridge University Press (1986).
- [95] CERN Computer and Network Division, F. James, *MINUIT Reference Manual*, (1998) D506.
- [96] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Nuc. Phys. B* 412 (1994) 225.
- [97] S. Frixione, M.L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Nuc. Phys. B* 431 (1994) 453.
- [98] E.L. Berger, *Phys. Rev. D* 37 (1988) 1810.

# Apêndice A

## Distribuições Monte Carlo de massa invariante normalizada.

### A.1 Amostra MC-DD2

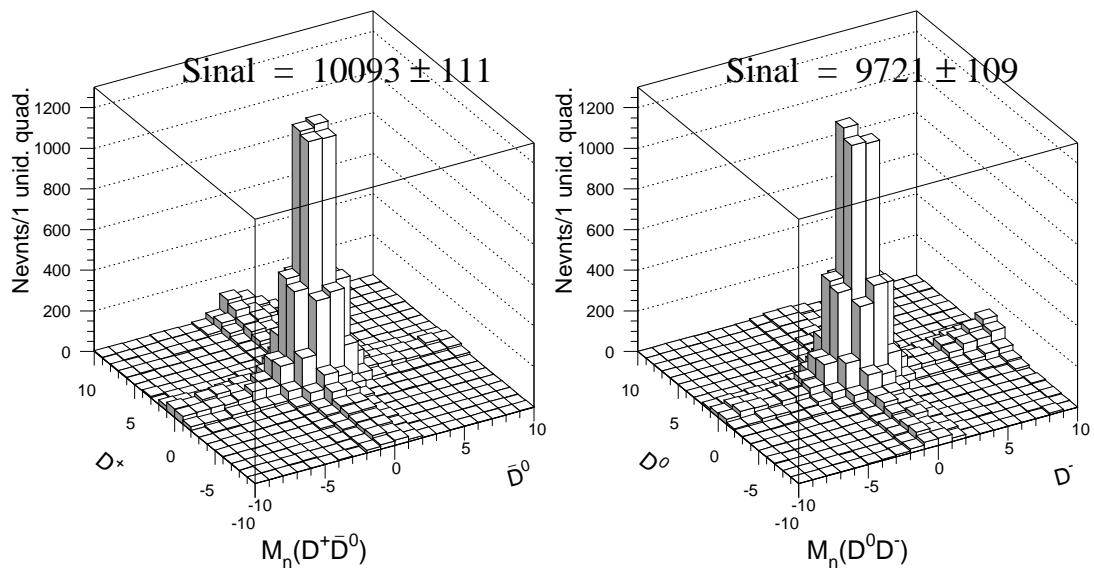


Figura A.1: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+ \bar{D}^0$  e  $D^0 D^-$ .

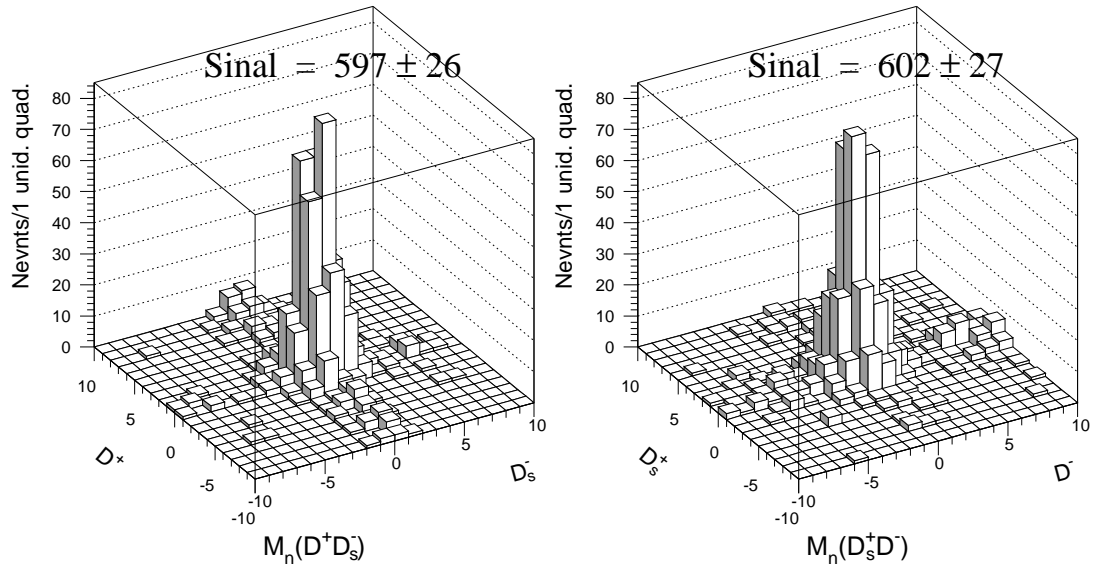


Figura A.2: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+D_s^-$  e  $D_s^+D^-$ .

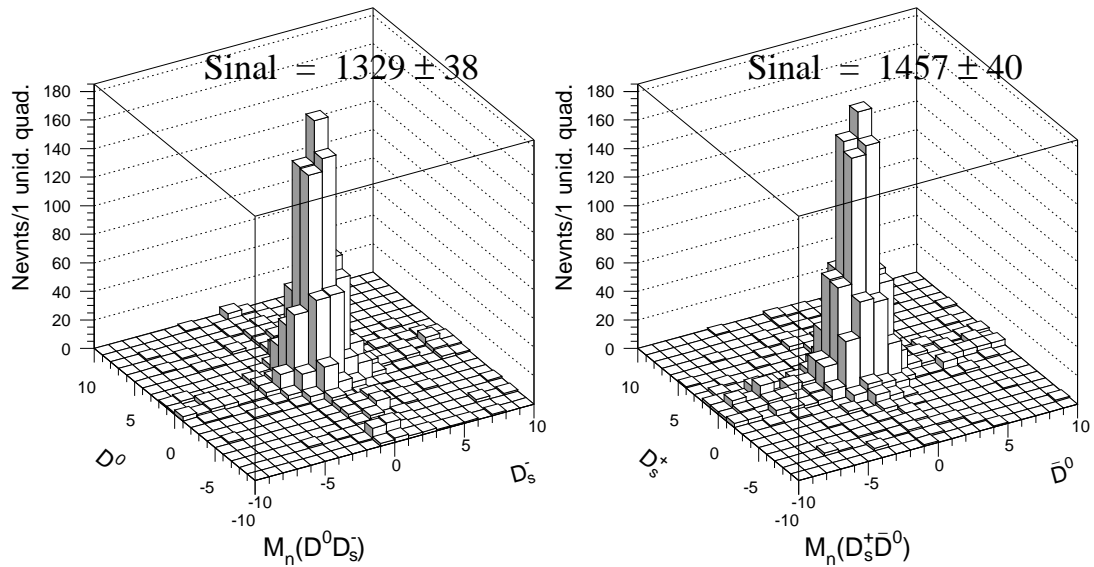


Figura A.3: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^0D_s^-$  e  $D_s^+D^0$ .

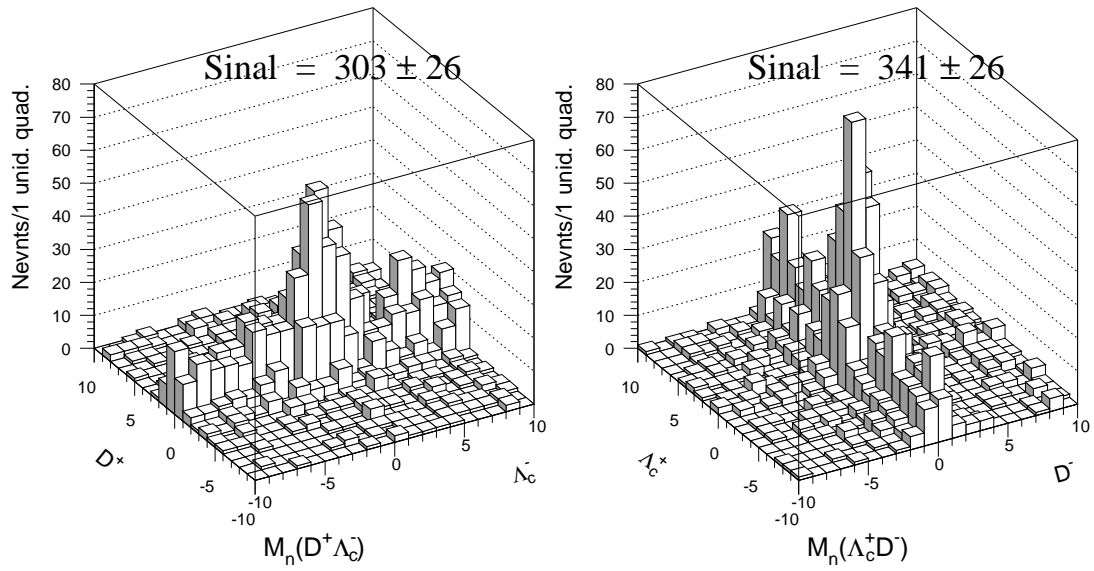


Figura A.4: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^-$ .

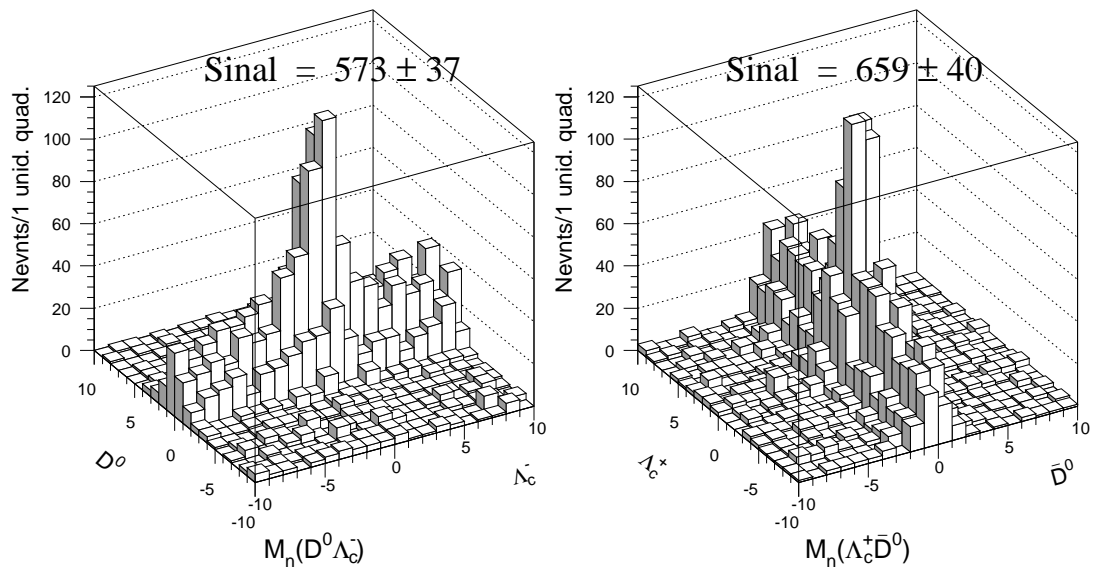


Figura A.5: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^0\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^0$ .



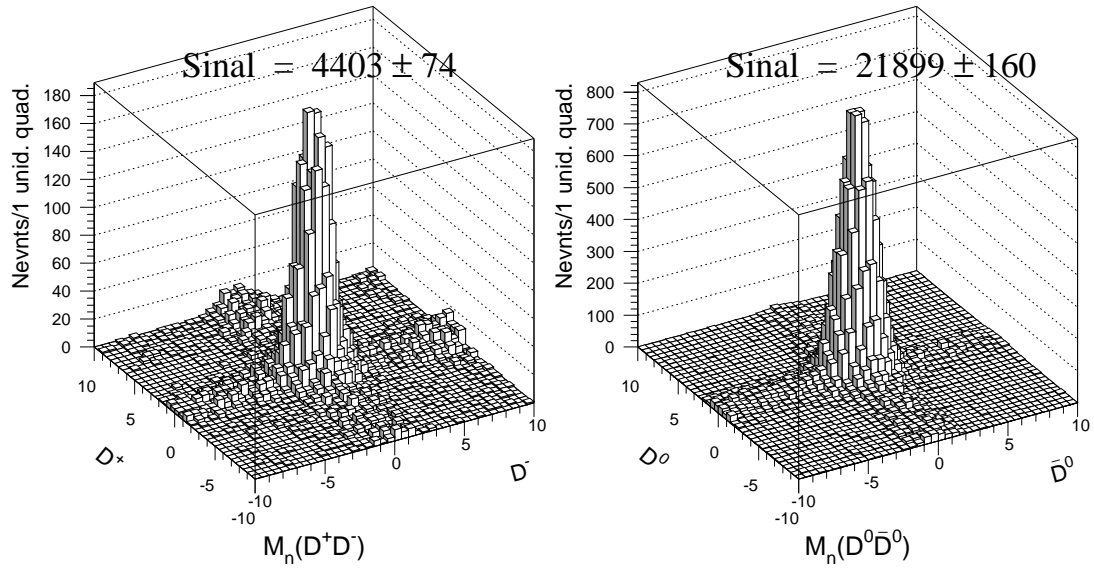


Figura A.6: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+D^-$  e  $D^0\bar{D}^0$ .

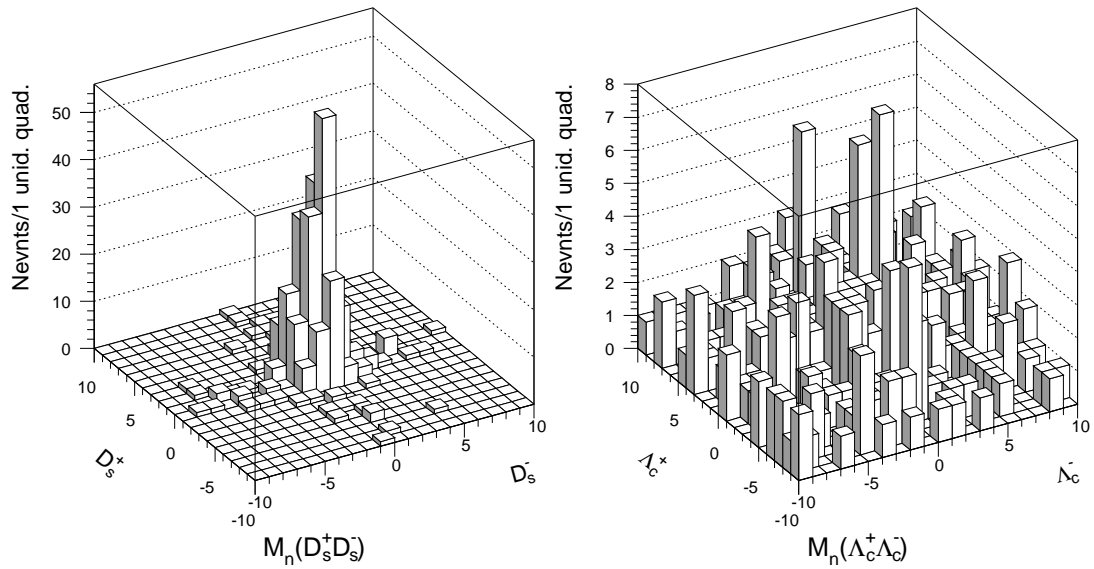


Figura A.7: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D_s^+D_s^-$  e  $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ .

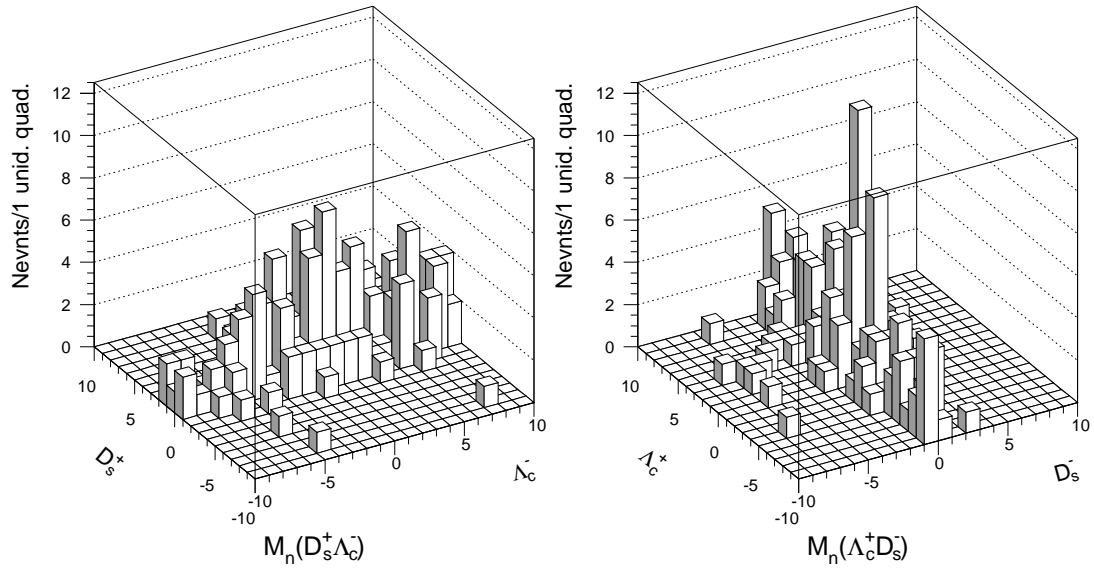


Figura A.8: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D_s^+ \Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+ D_s^-$ .

## A.2 Amostra MC-DSLC

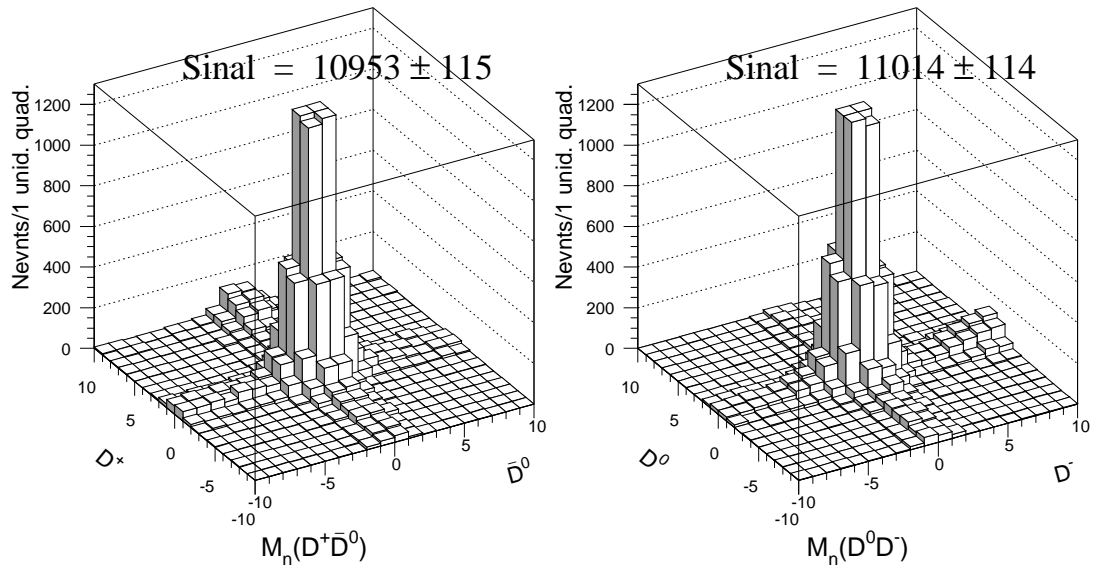


Figura A.9: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+ \bar{D}^0$  e  $D^0 \bar{D}^-$ .

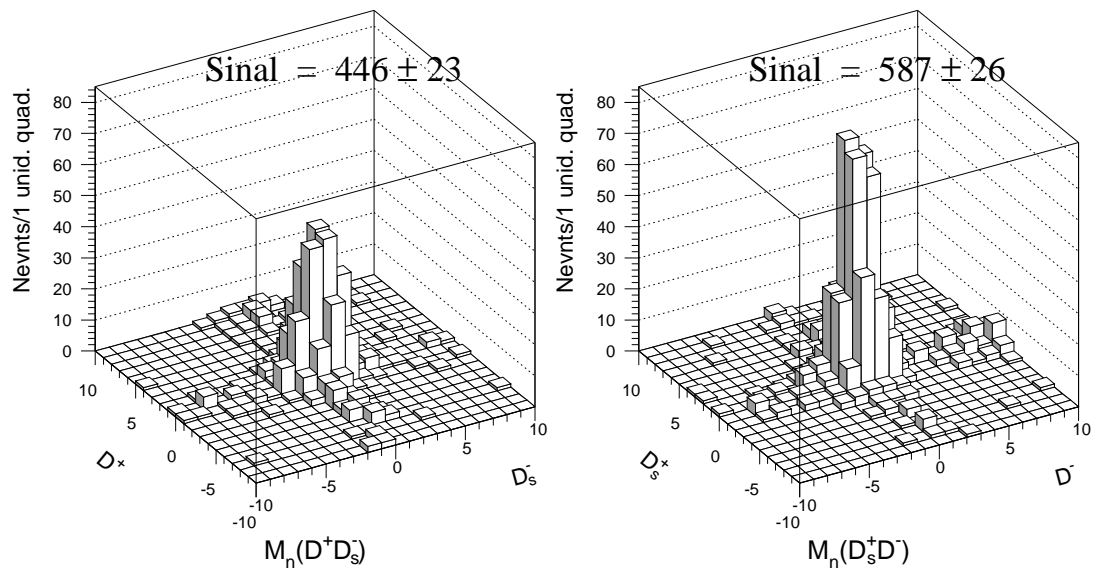


Figura A.10: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+D_s^-$  e  $D_s^+D^-$ .

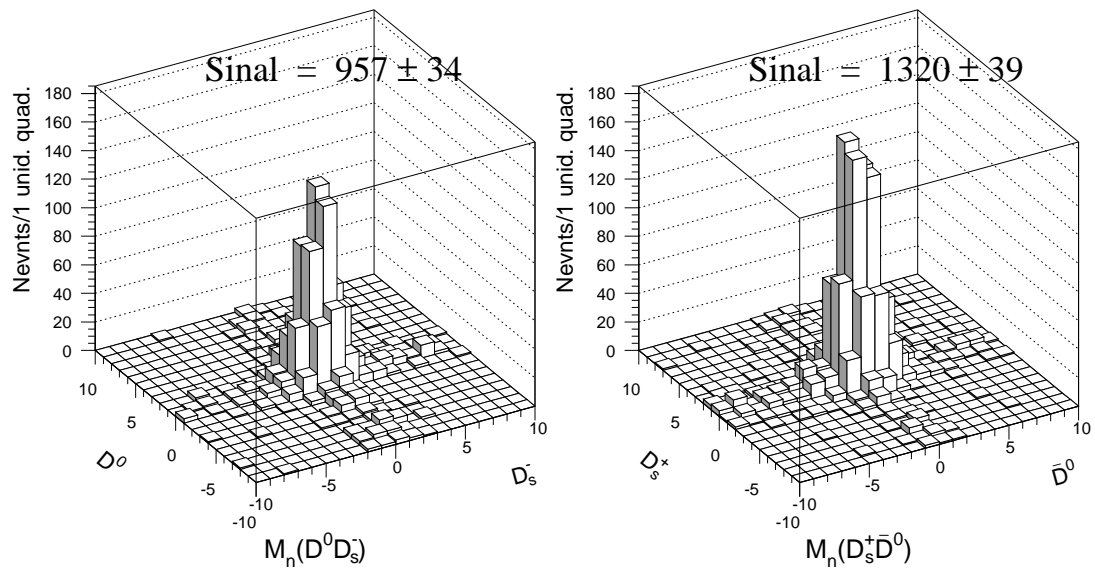


Figura A.11: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^0D_s^-$  e  $D_s^+D^0$ .

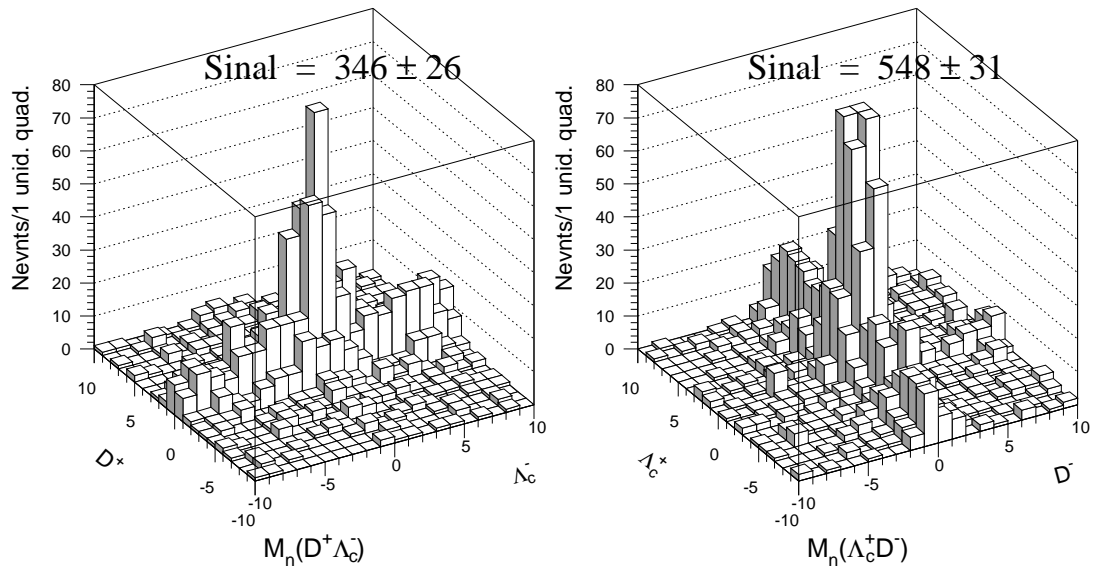


Figura A.12: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^-$ .

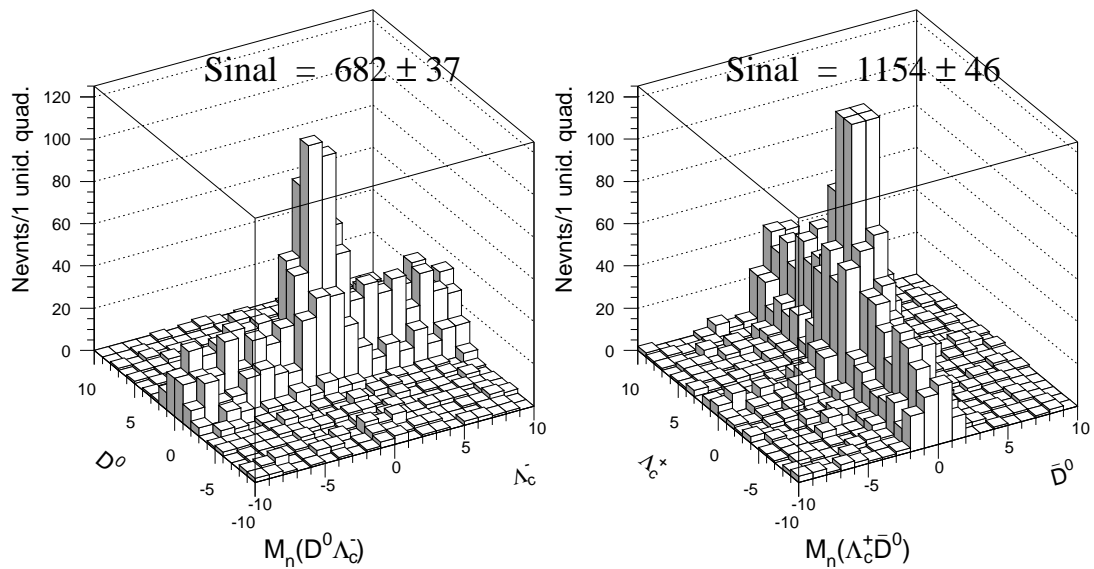


Figura A.13: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^0\Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+D^0$ .

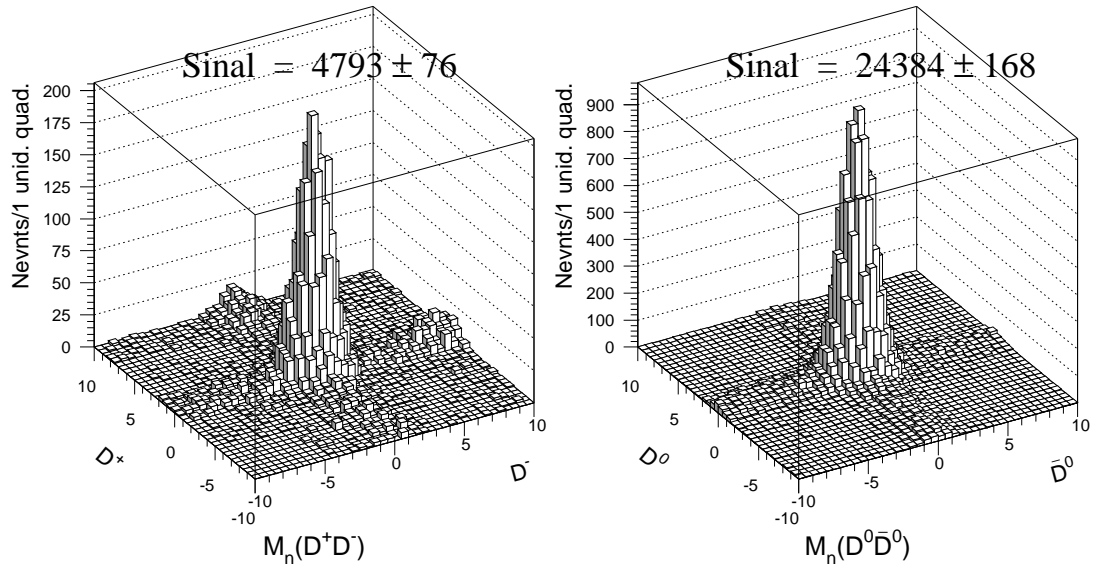


Figura A.14: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D^+D^-$  e  $D^0\bar{D}^0$ .

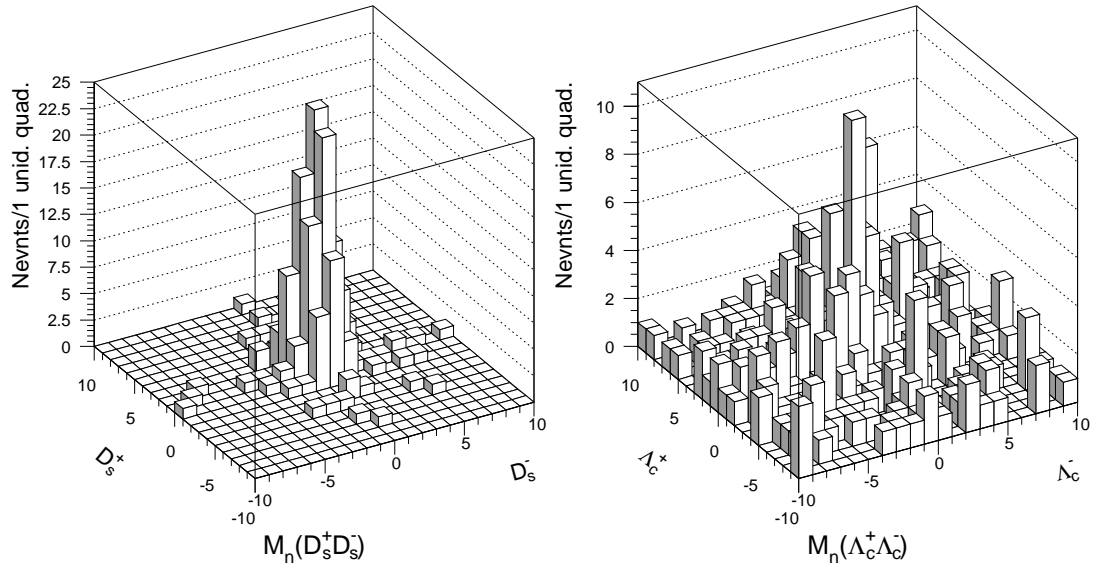


Figura A.15: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D_s^+D_s^-$  e  $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$ .

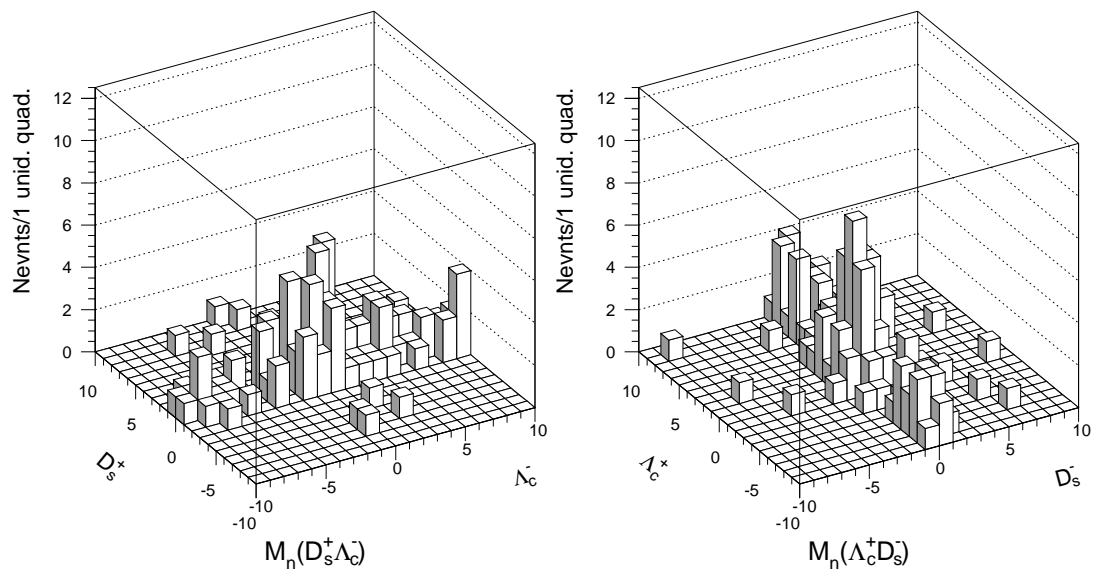


Figura A.16: Distribuição de massa invariante normalizada para os pares charmosos de Monte Carlo  $D_s^+ \Lambda_c^-$  e  $\Lambda_c^+ D_s^-$ .

## Apêndice B

# Geração de eventos de Mini Monte Carlo: método de aceitação/rejeição

Para gerar eventos uniformemente distribuídos de uma variável  $x$  dentro de um intervalo  $[x_{min}, x_{max}]$  de acordo a uma função  $f(x)$ , se usou o seguinte algoritmo:

- (1) Se determina o valor máximo da função,  $f_{max}$ .
- (2) Se gera aleatoriamente o número  $x_i$ .
- (3) Se gera aleatoriamente outro número  $r_i$ .
- (4) Se  $f(x_i)/f_{max} > r_i$ , então o número  $x_i$  é selecionado, de outro modo se retorna para o passo (2).

Na Fig. B.1 se mostra uma explicação gráfica de como o método funciona. A Fig. B.1(a) ilustra como o método produz uma distribuição não uniforme segundo a função  $f(x)$ . Primeiro, se gera um conjunto de números aleatórios  $x_1, x_2, x_3, \dots$  uniformemente no intervalo  $[x_{min}, x_{max}]$ , e para cada um deles, o quociente  $f(x_i)/f_{max}$  é calculado. Logo por cada  $x_i$ , se gera outro número aleatório  $r_i$ , e se escolhe o correspondente  $x_i$  só se  $f(x_i)/f_{max} > r_i$ . Assim para  $x_1$  e  $x_4$ ,  $f_1$  e  $f_4$  são bem menores que  $f_{max}$ , e por tanto, é muito provável que estes valores de  $x$  sejam rejeitados. Para  $x_2$ ,  $f_2$  é aproximadamente a metade de  $f_{max}$ , e por tanto há um 50% de probabilidade de que  $r_2$  seja menor do que  $f(x_2)/f_{max}$ . Finalmente para  $x_3$ ,  $f_3$  é bastante próximo a  $f_{max}$ , então muito provável que o valor  $x_3$  seja selecionado. Desta forma a distribuição de eventos selecionados se aproxima bastante com a função  $f(x)$ . Por outro lado, na Fig. B.1(b) se mostra como o método é dependente do valor de  $f_{max}$  (linha EF). Se  $f_{max}$  é sobreestimado (linha GH), então simplesmente se rejeitará mais eventos do que o normal, já que  $f(x_i)/f_{max}$  será sempre

menor que a unidade. Se  $f_{max}$  é subestimando (linha AD) então  $f(x_i)/f_{max} > 1$  para todos os valores de  $x_i$  no intervalo BC, e portanto, tais valores de  $x_i$  serão automaticamente selecionados. Desta forma, a distribuição dos eventos selecionados é distorcida para a área da gaussiana embaixo da reta AD.

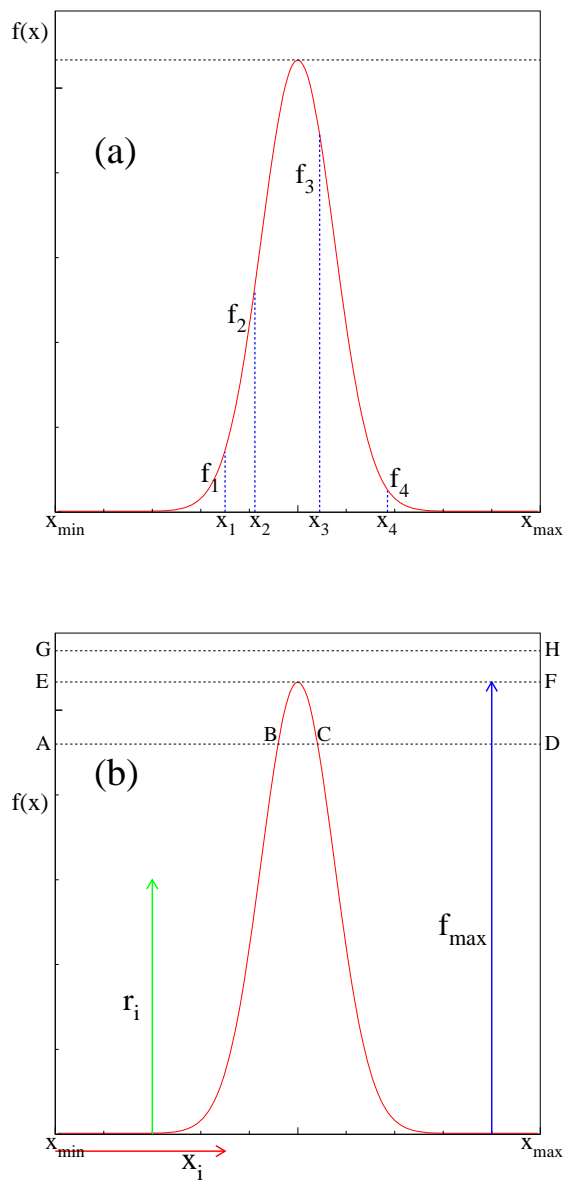


Figura B.1: Explicação gráfica de como o método de aceitação/rejeição funciona.