

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T2701

CHARME, ESTRANHEZA E O FLUXO DE ENERGIA EM COLISÕES HADRÔNICAS

Fernando Silveira Navarra

Tese de Livre Docência submetida ao Instituto
de Física da Universidade de São Paulo.



São Paulo, setembro de 1997.

Agradecimentos

A melhor parte de escrever uma tese é poder agradecer os amigos. A eles mando “aquele abraço”!

Tenho que citar o nome de dois amigos com destaque: a Marina e o Dunga! Vocês são o máximo!

À Vânia, Júlia e Laura, todo o meu amor!

Ao meu pai, que é o meu grande companheiro.

À minha mãe, que teria gostado de ver este trabalho.

Abstract

We present and apply to several situations a model for particle production. With this model it is possible to understand the energy flow in hadronic reactions, in photoproduction and also make predictions for the behaviour of some observables at higher energies. It is also possible to study the individual contributions of soft and semihard interactions and the individual contributions coming from the central and fragmentation regions. We discuss the charm and strange structure of the nucleon, the meson cloud and their role in fast particle production. We predict, among other things, that an increasing fraction of the reaction energy is going to be released in the central region. As a consequence the asymmetry observed in charm production will decrease.

Resumo

Neste texto nós discutimos o fluxo de energia em reações hadrônicas e em fotoprodução. Apresentamos um modelo de produção de partículas com o qual é fácil estudar deposição de energia na região central e o efeito de partícula dominante. Analisamos dados de produção de partículas carregadas, estranhas e charmosas em várias energias. Discutimos a estrutura estranha e charmosa do núcleon, a nuvem mesônica e o papel que ela possa ter na produção de partículas rápidas. Discutimos o papel individual das interações soft e semi-hard. Fazemos, entre outras, a previsão de que a energias mais altas uma fração maior da energia das colisões será depositada na região central e, como consequência, a assimetria observada na produção de charme vai diminuir.

Índice

1	Introdução	2
2	IGM	5
2.1	Aspectos Gerais	5
2.2	Formulação do Modelo	7
2.3	A Distribuição $\chi(x, y)$	9
2.4	Distribuição de Inelasticidade e Espectro de Partícula Dominante	12
3	ESPALHAMENTO DIFRATIVO	20
3.1	Introdução	20
3.2	Difração Hadrônica no IGM	21
3.3	Espectro de Massas Difrativas em Colisões Próton-Próton	25
3.4	Espectro de Massas Difrativas em Colisões Méson-Próton	26
3.5	Dependência com a Energia	27
4	NUVEM MESÔNICA DO NÚCLEON	35
4.1	Introdução	35
4.2	Charme Intrínseco	36
4.3	Nuvem Mesônica e Charme Intrínseco	37
4.4	O Modelo da Nuvem Mesônica	43
4.5	Distribuição de Momento de Quarks Charmosos	45
4.6	Distribuição de Momento de Quarks Estranhos	48
5	HADRONIZAÇÃO E PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS	52
5.1	Partículas Carregadas	52
5.1.1	Hadronização do CF	53
5.1.2	Hadronização do LJ	53
5.1.3	Resultados e Discussão	55
5.2	Produção de Charme	60
5.2.1	Distribuições de Momento, Assimetrias e Dependência na Energia	62
5.2.2	Beleza Dominante	70
5.3	Produção de Estranheza	71

6	FOTOPRODUÇÃO E FLUXO DE ENERGIA NO HERA	80
6.1	Introdução	80
6.2	Espectro de Massas Difrativas	84
6.3	Fotoprodução de J/ψ	88
6.4	Distribuição de Elasticidade de J/ψ	92
7	CONCLUSÕES	98
8	APÊNDICE	100
	Referências	105

Capítulo 1

Introdução

O avanço da física e do conhecimento da natureza deveria ser baseado em teorias precisas sem ambigüidades matemáticas, produzindo previsões inequívocas confirmadas por experiências “cruciais” com resultados claros sem contaminação de qualquer espécie. Às vezes é isto o que acontece. Em muitas áreas da física, entretanto, a teoria dá lugar ao modelo e a medida precisa à “evidência experimental”.

Hoje, a grosso modo, a física de partículas elementares é bem explicada pelo modelo padrão. Neste modelo, o setor eletrofraco parece mais livre de incertezas. A QCD tem ainda problemas a serem resolvidos. No universo da QCD, a física de colisões violentas e grandes momentos transferidos é razoavelmente bem entendida. No mundo das colisões suaves, os processos elásticos e quase elásticos a energias intermediárias podem ser entendidos no contexto da física hadrônica, isto é, feita com bárions e mésons. Há, para esses casos, boas teorias, mas elas já não são fundamentais e sim “efetivas” e a ligação com a QCD não é muito clara. Finalmente chegamos ao reino das colisões nucleares suaves a altíssimas energias com produção de muitas partículas. Este é o lado escuro da física do modelo padrão. Várias pessoas no mundo têm se dedicado a entender estas colisões. Cito entre elas apenas algumas que conheço e acompanho há vários anos: T. Sjöstrand (PYTHIA), K. Werner (VENUS), X. Wang (HIJING) e K. Geiger (PCM). Os “sobrenomes” entre parênteses são os nomes dos geradores de eventos criados por estas pessoas e que tanto ajudaram os grupos experimentais a calibrarem detetores e interpretar resultados. Estes são os meus “irmãos mais velhos”. Do começo para o fim da lista acima, há um aumento na energia e no número de massa dos objetos em colisão. Há também uma passagem gradual do conceito de corda para o conceito de parton.

Os geradores de eventos mencionados envolvem muitas hipóteses, parametrizações, extrapolações de resultados obtidos a energias mais baixas e outros procedimentos que são necessários, mas que introduzem alguma arbitrariedade no cálculo. O resultado final são imagens, do começo ao fim, de colisões entre íons pesados relativísticos com produção de centenas de partículas. A energias mais baixas são cordas que se esticam e se fragmentam. A energias mais altas são partons que sofrem espalhamentos múltiplos e se hadronizam. Já há, enfim, algum entendimento destes fenômenos formidavelmente complexos.

Eu e meus colaboradores também nos ocupamos com processos de produção múltipla de

partículas a altas energias. Acreditamos que este trabalho seja necessário. A hegemonia (no caso extremo) de um único gerador de eventos para descrever reações a altas energias, tratado como uma enorme caixa preta por toda a comunidade, não é desejável. É importante também ter à mão modelos mais simples, transparentes, semi-analíticos, com menos ingredientes e todos eles visíveis, modelos que qualquer estudante possa entender e usar. É um modelo deste tipo que é utilizado em várias partes de nosso trabalho.

No domínio das altas energias uma das previsões da QCD é a formação do plasma de quarks e gluons (QGP). Verificar a existência do QGP é um dos grandes objetivos do programa experimental em andamento no CERN e em fase de implementação em Brookhaven, nos EUA. Do ponto de vista experimental ainda não está claro qual é a "assinatura" da formação deste estado. Dois fortes candidatos são a supressão da partícula J/ψ e o aumento da produção de partículas estranhas. Estes dois efeitos foram observados experimentalmente no CERN mas, apesar disso, ainda há dúvidas sobre a formação do QGP. Ocorre que, em experiências deste tipo, medidas finas ou de processos exclusivos são contaminadas por diferentes "backgrounds" hadrônicos. Em muitos casos a análise dos resultados acaba sendo inconclusiva. Outro problema é que, numa colisão entre partículas ou núcleos a altas energias, como as realizadas nos aceleradores em operação na Europa e nos EUA, são produzidas muitas partículas finais. Muitas vezes não é possível identificar todas elas, pois os detectores cobrem apenas uma região limitada do espaço de fase.

Desde o começo da física do QGP existe a questão de se saber que fração da energia incidente é depositada na região central de rapidez e como ela se comporta com o aumento da energia da colisão. Se a conclusão fosse, por exemplo, de que esta fração é muito pequena, a probabilidade de criar um estado da matéria suficientemente denso para a produção do QGP seria também muito pequena e não haveria razão para construir os aceleradores projetados. Em outras palavras, se a transparência das reações cresce com a energia, a altas energias a chance de se obter um grande "stopping" e a consequente deposição de energia para a formação do plasma será cada vez menor. O estudo do fluxo de energia é assim crucial para a física do QGP. Além disso, como será enfatizado ao longo deste texto, acreditamos que seja possível aprender alguma coisa sobre mecanismos de reações hadrônicas estudando o escoamento da energia e, em particular, as distribuições de energia depositada (na forma de partículas produzidas) e o espectro das "partículas dominantes" (leading particles).

Para estudar estes problemas utilizamos o Interacting Gluon Model (IGM) que pretende dar uma descrição microscópica simples da fase inicial de uma colisão hadrônica a partir da QCD. Nesta fase é definida qual é a parte da energia incidente que será carregada pelas partículas dominantes.

No capítulo 2 descrevemos o modelo, sua ligação com a QCD e com outros modelos de produção de partículas. No capítulo 3 estendemos o IGM a processos difrativos hadrônicos. De um modo geral, processos difrativos são aqueles em que ocorrem colisões suaves, há pouca deposição de energia (em comparação com processos não-difrativos) e o projétil é excitado mas não destruído. O estudo destes processos e, mais precisamente, da distribuição de momento de partículas produzidas difrativamente pode dar informações valiosas sobre a estrutura interna do núcleon e de outros hadrons.

A análise de dados sobre produção de partículas charmosas rápidas sugere que o charme

já “pré-existe” no interior do núcleon e pode ser “liberado” durante uma colisão difrativa. Conclusão semelhante pode ser extraída do estudo da produção de estranheza. O capítulo 4 trata da estrutura charmosa e estranha do núcleon. Discutimos as idéias de estranheza e charme intrínseco e de nuvem mesônica. Tanto os primeiros como a última podem ser relevantes na produção de partículas rápidas. Este aspecto é discutido no capítulo seguinte.

No capítulo 5 fazemos a análise de dados de produção de partículas carregadas, produção de charme e de estranheza. No primeiro caso o interesse está no comportamento da variável inelasticidade com a energia da reação. Esta grandeza é uma medida da energia realmente disponível para produção de partículas sendo portanto relevante para a física do QGP. No caso do charme e da estranheza, o interesse está respectivamente na verificação do efeito de partícula dominante e em verificar a importância da nuvem de mesons estranhos no núcleon.

No capítulo 6, usando a hipótese da dominância vetorial fazemos a aplicação do IGM ao estudo do fluxo de energia em colisões inelásticas elétron-próton no regime de fotoprodução, ou seja, quando o fóton trocado é quase real ($Q^2 \simeq 0$). Calculamos e comparamos com os dados experimentais obtidos no DESY-HERA o espectro de massas difrativas M_X^2 e a distribuição de elasticidade de J/ψ .

No capítulo 7 apresentamos algumas conclusões.

Capítulo 2

IGM

2.1 Aspectos Gerais

O Interacting Gluon Model [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8] está baseado na constatação de que aproximadamente metade do momento de um hádron é carregado por gluons. Além disso os gluons interagem mais fortemente entre si do que com os quarks e do que os quarks entre si. Este é um resultado obtido com o uso de teoria de perturbação. Não há resultados bem estabelecidos sobre a interação entre quarks e/ou gluons no regime não-perturbativo. O pouco que se sabe vem de cálculos na rede com teorias de Yang-Mills clássicas. Estes cálculos mostram que o tempo de termalização de um sistema de gluons através de interações não-perturbativas é significativamente menor do que o tempo de termalização através de interações perturbativas. Este efeito é devido em grande parte à natureza não linear da teoria, que, por sua vez, vem do fato de que os gluons interagem entre si. Estas informações tomadas em conjunto indicam que o que é válido no regime perturbativo permanece válido no regime não-perturbativo: os gluons interagem mais fortemente do que os quarks. Se os gluons pré-existem no interior do hádron e se eles interagem mais fortemente do que os quarks de valência é de se esperar que em reações a altas energias ocorra uma separação entre os constituintes. Os quarks de valência emergem relativamente rápidos da colisão e dão origem às “leading particles” (LP’s) enquanto os gluons tendem a ficar mais aglomerados na região central de rapidez. Esta imagem é, a grosso modo, verificada experimentalmente. De fato, partículas dominantes têm sido observadas em várias reações diferentes. Esta imagem é também consistente com os modelos de formação e fragmentação de cordas como o modelo de Lund e o Dual Parton Model. Estes modelos são baseados no conceito de corda e foram construídos no início dos anos oitenta para descrever, de um ponto de vista não-perturbativo, colisões nas quais as partículas produzidas emergem com pequeno momento transversal ($p_T \leq 0.5 \text{ GeV}$).

Quando, durante a década de oitenta, as energias dos aceleradores aumentaram de mais de uma ordem de grandeza, verificou-se que uma fração significativa (e crescente) de eventos continha partículas com momento transversal médio maior do que alguns GeV 's. Como o momento transversal médio dá uma idéia do momento transferido em uma reação e nesta faixa de energia a QCD perturbativa (PQCD) já pode, em princípio, ser aplicada, surgiram tentativas de explicar não só a física de jatos (na qual os momentos transversais envolvidos

são da ordem de dezenas de GeV 's) mas também a física dos eventos com p_T moderado ou mesmo a "minimum bias physics" através da PQCD. As previsões para as energias mais altas são de aumento de intensidade e eventual predomínio deste tipo de evento, conhecido como minijato [9, 10]. Um minijato é o resultado de uma colisão de dois partons a uma escala $Q^2 \simeq (2 GeV)^2$. Esta escala é por um lado muito maior do que o parâmetro de escala da QCD, $\Lambda_{QCD} \simeq 0.2 GeV$, e por outro muito menor do que a energia típica das colisões hadrônicas ($\sqrt{s} \simeq 200 - 2000 GeV$). A $\sqrt{s} = 540 GeV$, por exemplo, a seção de choque de produção de minijatos já é 25% da seção de choque inelástica total. Entre os modelos da nova geração, que tentam explicar os resultados globais das colisões hadrônicas com o conceito de minijato, ficaram famosos o modelo de Gaisser-Stanev [11], mais voltado para a física de raios cósmicos, o de Sjostrand [12], o de Wang [13] que deu origem ao gerador de eventos HIJING e o Parton Cascade Model (PCM) de Geiger [14]. Este último é mais voltado para colisões de ions pesados relativísticos. O IGM pertence a esta classe de modelos.

De uma maneira geral estes modelos têm muito sucesso ao descreverem dados e fazerem previsões. Em um aspecto todos eles apresentam uma certa deficiência: a maneira de introduzir a física não-perturbativa. Em todos estes formalismos a uma certa altura aparecem expressões do tipo:

$$\int_{Q^2}^1 dx_1 \int_{\frac{x_1}{2}}^1 dx_2 f(x_1, Q^2) f(x_2, Q^2) \sigma(x_1, x_2, Q^2) \quad (2.1)$$

onde f e σ são respectivamente distribuições de momento de partons e seções de choque elementares párton-pártom. Q^2 é a escala de energia envolvida. Mesmo sem levar em conta a ambigüidade na escolha desta escala nós sabemos que uma parte significativa da colisão ocorre em escalas menores do que a escala semi-hard e nestas escalas tanto f como σ não são conhecidos. O procedimento para tratar desta situação tanto no HIJING, como no PCM e no IGM é simplesmente extrapolar estas grandezas para escalas menores. Estas extrapolações podem ser continuamente melhoradas, especialmente tendo em vista os avanços nas técnicas para tratar correções não-perturbativas. Já existem, por exemplo, modelos para as funções de distribuição de partons a escalas da ordem de $0.3 GeV^2$ [15]. Para algumas seções de choque podemos calcular correções não-perturbativas com o uso da expansão do produto de operadores. Todos estes procedimentos podem melhorar o tratamento dos efeitos não perturbativos mas por enquanto ainda há um limite para essas melhorias, já que nós não estamos na iminência de resolver a QCD em seu regime não-perturbativo.

Apesar destas limitações os modelos mencionados acima têm o mérito de usar a noção de pártom e estarem assim preparados para incorporar a QCD perturbativa. Já no caso da categoria dos modelos de cordas, a incorporação dos aspectos perturbativos parece bem mais complicada.

Comparado com os outros modelos a pártom citados, o IGM é mais simples porque se restringe ao estudo do escoamento de energia e não pretende calcular seções de choque ou descrever o processo de hadronização em grande detalhe. Como será visto, isto simplifica os cálculos e evita simulações numéricas longas e complicadas.

O aspecto mais importante do nosso modelo, compartilhado com os outros modelos citados é a hipótese de espalhamento múltiplo e incoerente entre pares de partons. Esta hipótese

está implícita quando usamos a distribuição de Poisson para o número de colisões párton-párton. A mesma distribuição aparece também nas refs. [11, 12, 13].

Em escalas de resolução cada vez mais baixas a aproximação de múltiplas colisões independentes se torna cada vez mais questionável. Neste regime estamos tratando de emissão múltipla de gluons soft e o uso da distribuição de Poisson equivale à aplicação do teorema de Block-Nordsieck. Como é sabido este teorema vale na QED mas não vale na QCD. Este teorema, por sua vez, é consequência da fatorização da amplitude de emissão de muitos ftons soft. No caso dos gluons soft, a amplitude de emissão não possui esta propriedade para o caso geral. Trabalhos recentes nesta área [16, 17] mostram, no entanto, que existem vários casos particulares de interesse nos quais a fatorização é válida. Em nosso modelo este problema é contornado através da introdução de um cut-off infravermelho para os gluons emitidos. Isto faz com que os gluons emitidos ou nunca sejam realmente soft ou então colidam com outros de momento relativamente grande.

Tomando um outro ponto de vista podemos dizer que estes gluons soft não são realmente emitidos. Eles “já existem” no interior do hádron. Eles são, em princípio, indistingüíveis dos gluons existentes no vácuo não-trivial da QCD, representados pelos condensados de gluons. A diferença é a presença de quarks. Esta diferença é pequena, já que a variação de condensados com a densidade é muito suave.

Existe toda uma tradição, criada pelo modelo de sacolas do MIT, segundo a qual o “vácuo complicado” está fora do hádron. Ele é um meio que produz o confinamento através de uma pressão (representada pelo parâmetro B) sobre os quarks livres, contidos na sacola, em cujo interior o vácuo é trivial, não havendo nenhum condensado. Nos últimos anos esta imagem tem sido modificada. Quase todos os modelos admitem a existência de efeitos não perturbativos no interior da sacola. Em algumas variantes mais específicas, como o modelo de Leutwyler-Voloshin para mesons feitos de quarks pesados, é exatamente a existência do condensado de gluons no interior dos hádrons que produz o confinamento [18].

Levando a sério esta imagem podemos utilizar informações extraídas de cálculos na rede na formulação de modelos para colisões hadrônicas [19]. Uma delas é o cálculo da função de correlação de dois pontos do campo gluônico. O cálculo feito na ref. [20] mostra que esta função de correlação cai exponencialmente com a distância entre os dois pontos, com um comprimento de correlação $a \simeq 0.2 \text{ fm}$. Este valor é ainda muito pequeno comparado com a escala de comprimento hadrônica típica ($\simeq 1 \text{ fm}$). Este resultado significa que gluons soft afastados de uma distância maior que 0.2 fm estão pouco correlacionados. Assumindo que isto continue a ocorrer no interior de hádrons em colisão, a imagem de vários gluons colidindo aos pares e independentemente (já que eles praticamente não estão correlacionados) é bastante razoável.

2.2 Formulação do Modelo

De acordo com o que foi dito antes, dois hadrons em colisão podem ser representados pelos seus quarks de valência (que carregam os números quânticos) acompanhados por uma nuvem de gluons que incluem pares de quark e anti-quark do mar. Durante a colisão as nuvens

gluônicas interagem fortemente e tendem a se concentrar na região central de rapidez. A este aglomerado de gluons que posteriormente irá decair produzindo partículas damos o nome de “central fireball” ou CF. Este nome revela a origem do modelo. A motivação primordial era calcular a quantidade de energia concentrada numa certa região do espaço de fase e disponível para a formação do plasma de quarks e gluons. Esta quantidade de matéria hadrônica a altas densidades e temperaturas é chamada de “fireball”. Apesar de utilizarmos este nome, em momento algum estamos afirmando que realmente ocorra a formação de equilíbrio térmico.

Os quarks de valência, juntamente com os gluons que não tomaram parte na interação, formam um sistema excitado que também decai produzindo partículas que ocuparão predominantemente a região de grandes valores de rapidez (y) ou momento de Feynman (x_F). Esta região do espaço de fase é chamada de região de fragmentação e o sistema excitado é chamado de “leading jet” ou LJ.

Durante a colisão são depositadas no CF as frações de momento x e y respectivamente do projétil e do alvo. Por conservação de energia os LJ's do projétil e do alvo carregam respectivamente $1 - x = x_L$ e $1 - y = y_L$. Esta situação está mostrada na figura 2.1.

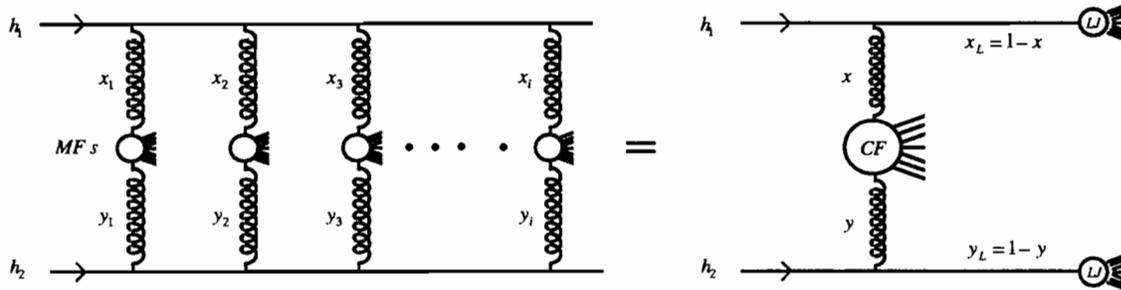


Figura 2.1: Representação Pictórica do IGM

No sistema do centro de massa hádron-hádron a energia W , o momento P , a massa M e a rapidez Y do CF são dados por :

$$W = \frac{\sqrt{s}}{2} (x + y), \quad (2.2)$$

$$P = \frac{\sqrt{s}}{2} (x - y), \quad (2.3)$$

$$M = \sqrt{W^2 - P^2} = \sqrt{xy s} = K \sqrt{s} \quad (2.4)$$

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{W + P}{W - P} = \frac{1}{2} \ln \frac{x}{y} \quad (2.5)$$

onde \sqrt{s} é a energia invariante da reação hádron-hádron no sistema do centro de massa e

$$K = \sqrt{xy} \quad (2.6)$$

é a variável inelasticidade, que mede a fração (invariante) da energia total da reação usada para a formação de partículas na região central.

A importância da variável inelasticidade não está apenas ligada à física do QGP. Ela também é crucial para a interpretação de medidas feitas em física de raios cósmicos [21] e, como será visto, é ainda útil na interpretação de medidas feitas em aceleradores.

A dependência da inelasticidade com a energia é um importante problema que ainda está em debate [22, 23, 24, 25, 26]. Existem outras maneiras de se definir esta variável. Além da definição dada acima, que é bastante conveniente no contexto do nosso modelo, é interessante considerar a definição utilizada por grupos experimentais:

$$K_e = \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_i \int dy \mu_i \frac{dn_i}{dy} \cosh y \quad (2.7)$$

onde $\mu_i = \sqrt{p_{T,i}^2 + m_i^2}$ é a massa transversal das partículas produzidas de tipo i e $\frac{dn_i}{dy}$ é distribuição de rapidez delas, medida experimentalmente. Estas definições são independentes de modelo embora a massa M possa ser difícil de calcular em certas abordagens teóricas.

A principal diferença entre K e K_e é que a primeira se refere a partons e a segunda a hadrons observados. K_e inclui implicitamente a energia cinética do objeto de massa M .

Do ponto de vista experimental K_e deveria ser fácil de se medir. O problema é que os erros nas medidas das partículas rápidas (grande rapidez y) geram grandes incertezas na integral em (2.7) por causa do termo com $\cosh y$. A solução deste problema seria medir partículas a ângulos muito pequenos, próximas do feixe. Esta é uma medida muito difícil mas em várias máquinas estão sendo construídos ou aprimorados detectores para esta região de grande rapidez. Com isso pode ser possível entender melhor a física de processos difrativos e determinar a estrutura do Pomeron. Um passo importante nesta direção foi dado pela colaboração UA7 no CERN que mediu pions produzidos na região de fragmentação a $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$. Estes dados não apenas podem ser úteis na determinação de K_e mas são importante informação experimental. Os modelos de produção múltipla de partículas deveriam comparar suas previsões simultaneamente com os dados da colaboração UA5 e com os dados da colaboração UA7. Estes últimos são quase sempre deixados de lado.

Do ponto de vista teórico K é a variável mais interessante porque é calculada mais facilmente e porque é a quantidade relevante para o estudo de sistemas densos.

2.3 A Distribuição $\chi(x, y)$

Como ilustrado na figura 2.1, pares de gluons colidem e formam “minifireballs” ou MF’s. Estas colisões ocorrem em várias escalas de energia dadas por $Q_i^2 = x_i y_i s$. Devemos escolher uma certa escala, a partir da qual vamos usar QCD perturbativa. Este é um problema comum em cálculos deste tipo. Vários estudos convergem para o valor $Q_{min}^2 = p_{T,min}^2 = (2.3 \text{ GeV})^2$. É claro que o fato de os resultados finais dos cálculos ficarem dependendo desta escolha é desanimador mas existem indicações de que a energias maiores esta dependência se torna mais fraca. Acima do valor Q_{min}^2 as colisões ilustradas na figura 2.1 ocorrem no regime perturbativo. Abaixo deste valor vamos assumir que ainda podemos falar individualmente de soft gluons e que, por causa do pequeno comprimento de correlação, eles ainda interagem

aos pares independentemente. Porém agora não mais podemos usar as distribuições de momento fracionário dos gluons, $G(x)$, medidas em espalhamento inelástico profundo e nem as seções de choque gluon-gluon elementares calculadas perturbativamente.

Os momentos fracionários depositados na região central pelo projétil e pelo alvo são x e y respectivamente. A probabilidade de formar o CF é então dada por:

$$\begin{aligned}\chi(x, y) &= \sum_{n_1} \sum_{n_2} \cdots \sum_{n_i} \delta[x - n_1 x_1 - \cdots - n_i x_i] \delta[y - n_1 y_1 - \cdots - n_i y_i] \cdot P(n_1) \cdots P(n_i) \\ &= \sum_{\{n_i\}} \left\{ \delta \left[x - \sum_i n_i x_i \right] \delta \left[y - \sum_i n_i y_i \right] \right\} \prod_{\{n_i\}} P(n_i)\end{aligned}\quad (2.8)$$

As funções delta na expressão acima asseguram que as frações totais de momento depositadas por ambas as “pernas” da figura 2.1 são as que desejamos e $P(n_i)$ é a probabilidade de que um choque de gluons com x_i e y_i ocorra n_i vezes. Estamos, por enquanto, desprezando as massas dos partons e mesmo as massas dos hadrons. A distribuição do número de MF’s produzidos independentemente é dada por:

$$P(n_i) = \frac{(\bar{n}_i)^{n_i} \exp(-\bar{n}_i)}{n_i!}\quad (2.9)$$

Inserindo $P(n_i)$ em (2.8) e usando para as funções delta as representações integrais:

$$\delta \left[x - \sum_i n_i x_i \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp \left[it \left(x - \sum_i n_i x_i \right) \right]\quad (2.10)$$

$$\delta \left[y - \sum_i n_i y_i \right] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du \exp \left[iu \left(y - \sum_i n_i y_i \right) \right]\quad (2.11)$$

podemos fazer as somatórias e produtórias chegando a:

$$\chi(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} du \exp[i(tx + uy)] \exp \left\{ \sum_i \left\{ \bar{n}_i \left[e^{-i(tx_i + uy_i)} - 1 \right] \right\} \right\}\quad (2.12)$$

Tomando agora o limite do contínuo:

$$\bar{n}_i = \frac{d\bar{n}_i}{dx' dy'} \Delta x' \Delta y' \longrightarrow d\bar{n} = \frac{d\bar{n}}{dx' dy'} dx' dy'\quad (2.13)$$

chegamos a:

$$\begin{aligned}\chi(x, y) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} du \exp[i(tx + uy)] \times \\ &\quad \times \exp \left\{ \int_0^1 dx' \int_0^1 dy' \omega(x', y') \left[e^{-i(tx' + uy')} - 1 \right] \right\}\end{aligned}\quad (2.14)$$

onde

$$\omega(x', y') = \frac{d\bar{n}}{dx' dy'} \quad (2.15)$$

A razão para apresentar aqui esta pequena derivação é que a fórmula acima já foi obtida em contextos semelhantes e se presta a comparações instrutivas especialmente com o trabalho da ref. [17]. Esta comparação pode estreitar a conexão entre o modelo fenomenológico discutido aqui e o tratamento mais teórico da radiação de soft gluons na QCD. É também interessante neste ponto observar como o uso da distribuição de Poisson foi o responsável pelo aparecimento da segunda exponencial no integrando acima.

A função $\omega(x', y')$, chamada às vezes de função espectral, representa o número médio de colisões gluon-gluon como função de x' e y' , contém todos os ingredientes dinâmicos do modelo e tem a forma geral:

$$\omega(x', y') = \frac{\sigma_{gg}(x'y's)}{\sigma(s)} G(x') G(y') \Theta(x'y' - K_{min}^2), \quad (2.16)$$

onde G representa o número efetivo de gluons no projétil e no alvo e é aproximado pela distribuição de gluons. σ_{gg} e σ são seções de choque gluon-gluon e hádron-hádron respectivamente. A quantidade

$$K_{min} = \frac{m_0}{\sqrt{s}} \quad (2.17)$$

é a inelasticidade mínima definida pela massa m_0 do CF mais leve. Esta massa é um parâmetro do modelo.

O integrando do expoente na eq. (2.14) diverge quando x' e y' tendem a zero em virtude do comportamento singular das distribuições $G(x)$ na origem. Como a integral é dominada por esta região do espaço de fase, podemos fazer a seguinte aproximação gaussiana:

$$\left[e^{-i(tx' + uy')} - 1 \right] \simeq -i(tx' + uy') - \frac{1}{2}(tx' + uy')^2 \quad (2.18)$$

Com esta aproximação é possível fazer todas as integrais em (2.14) e chegar finalmente à fórmula geral:

$$\chi(x, y) = \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2D_{xy}} \left[\langle y^2 \rangle (x - \langle x \rangle)^2 + \langle x^2 \rangle (y - \langle y \rangle)^2 - 2\langle xy \rangle (x - \langle x \rangle)(y - \langle y \rangle) \right] \right\} \quad (2.19)$$

onde

$$D_{xy} = \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle - \langle xy \rangle^2$$

e

$$\langle x^n y^m \rangle = \int_0^1 dx x^n \int_0^1 dy y^m \omega(x, y), \quad (2.20)$$

e onde χ_0 é um fator de normalização definido pela condição

$$\int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \theta(xy - K_{min}^2) = 1 \quad (2.21)$$

2.4 Distribuição de Inelasticidade e Espectro de Partícula Dominante

Para o cálculo da distribuição (2.19) é necessário fixar o valor de m_0 , o valor da escala semi-hard p_{Tmin} e definir $G(x)$ e σ_{gg} nos dois regimes de interação. Escolhemos $p_{Tmin} = 2.3 GeV$ e $m_0 = 0.35 GeV$. Estas são as duas escalas presentes no modelo. A mais baixa determina o início da produção de partículas, sendo da ordem da massa de dois pions, e a mais alta define o início da produção no regime perturbativo. Neste regime a seção de choque gluon-gluon em ordem α_s^2 é dada por:

$$\hat{\sigma}_{gg}^h(x, y, s) = \kappa \frac{\pi}{16 p_{Tmin}^2} [\alpha_s(Q^2)]^2 H \quad (2.22)$$

onde

$$H = 36T + \frac{51 \lambda T}{4xy} - \frac{3\lambda^2 T}{8x^2 y^2} + \frac{9\lambda}{xy} \ln \left[\frac{1-T}{1+T} \right] \quad (2.23)$$

e

$$T = \left[1 - \frac{\lambda}{xy} \right]^{\frac{1}{2}}; \quad \lambda = \frac{4p_{Tmin}^2}{s} \quad (2.24)$$

o parâmetro κ é comumente utilizado para incorporar as correções de ordem mais alta em α_s e vale $1.1 \leq \kappa \leq 2.5$ segundo a escolha feita para $G(x)$, da escala Q^2 e de p_{Tmin} . Para $p_{Tmin} = 2.3 GeV$, $\kappa = 2.5$. A constante de acoplamento é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \left[\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]} \quad (2.25)$$

onde $\Lambda = 0.2 GeV$ e $N_f = 3$ é o número de sabores ativos. Como é usual na física de minijatos escolhemos $Q^2 = p_{Tmin}^2$ e podemos usar as distribuições $G(x, Q^2)$ parametrizadas na literatura.

Quando a energia invariante do sistema gluon-gluon \hat{s} for $m_0^2 \leq \hat{s} = xys \leq 4p_{Tmin}^2$ estamos no regime não-perturbativo e neste caso usamos o seguinte ansatz para a seção de choque gluon-gluon:

$$\hat{\sigma}_{gg}^s(x, y, s) = \frac{\alpha}{xys} \quad (2.26)$$

onde α é um parâmetro desconhecido. Este ansatz tem sido usado com frequência na literatura [27]. Quando integrada em x e y a expressão acima leva a uma seção de choque que cresce suavemente com a energia.

Vamos agora fixar α usando as informações experimentais existentes sobre minijatos em colisões próton-próton.

O estudo experimental de eventos com minijatos foi feito pela colaboração UA1 [28] no CERN com a conclusão de que eventos com $p_T \geq 5 \text{ GeV}$ representam cerca de 20% da seção de choque inelástica próton-(anti-)próton a $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ ou equivalentemente cerca de 25% da seção de choque inelástica não-difrativa simples (“non single diffractive”).

Do ponto de vista teórico podemos definir seções de choque de minijatos em colisões próton-próton através da simples convolução:

$$\sigma_{jet} = \int dx_1 \int dx_2 \sum_{i,j} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2, Q^2) \quad (2.27)$$

com a escala dada pelo momento transversal mínimo discutido acima. A somatória é feita sobre as espécies de partons. Na ref. [29] esta expressão foi utilizada com ingredientes usuais e descreveu muito bem os dados da colaboração UA1. Um resultado interessante deste trabalho foi que aproximadamente 70% da seção de choque acima vem dos processos $gg \rightarrow gg$. Vamos então aproximar a expressão acima por:

$$\sigma_{jet} = \sigma^h = \int dx \int dy G(x) G(y) \hat{\sigma}_{gg}^h(x, y, s) \theta(xy - \frac{4 p_{Tmin}^2}{s}) \quad (2.28)$$

Supondo que a parte não-perturbativa da seção de choque inelástica possa ser descrita por colisões gg soft temos que:

$$\sigma^s = \int dx \int dy G(x) G(y) \hat{\sigma}_{gg}^s(x, y, s) \theta(xy - \frac{m_0^2}{s}) \theta(\frac{4 p_{Tmin}^2}{s} - xy) \quad (2.29)$$

A relação experimental entre seções de choque mencionada acima pode ser agora escrita como:

$$\frac{\sigma^{minijatos}}{\sigma_{pp}^{NSD}} = \frac{\sigma^h}{\sigma^h + \sigma^s} = \frac{1}{4} \quad (2.30)$$

Resolvendo esta equação com os ingredientes já mencionados, encontramos $\alpha = 0.11$. Até aqui fizemos várias hipóteses e escolhemos duas escalas m_0 e p_{Tmin} que apesar de conterem uma certa ambigüidade e da incerteza na escolha de seus valores não podem ser considerados parâmetros completamente livres. Para dar conta das incertezas em todas as quantidades que entram no cálculo de ω vamos introduzir nesta função uma constante multiplicativa A , esta sim a ser fixada através do ajuste da distribuição $\chi(x, y)$ (e de distribuições dela derivadas) aos dados experimentais referentes à deposição de energia. Este número poderia ser parcialmente absorvido em σ , σ_{gg} , $G(x)$ ou mesmo numa variação nas escalas m_0 e p_{Tmin} . O importante é que ele é apenas um fator numérico universal e toda a dependência em x , y e principalmente em s vem da teoria utilizada.

A inelasticidade K pode ser calculada a partir de $\chi(x, y)$ através da mudança de variável dada por:

$$\chi(K) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \delta(\sqrt{xy} - K) \theta(xy - K_{min}^2) \quad (2.31)$$

e a inelasticidade média é dada por:

$$\langle K \rangle = \int_0^1 dK \chi(K) \quad (2.32)$$

De acordo com a notação da figura 2.1 o momento fracionário da partícula dominante x_L é dado por:

$$x_L = 1 - x \quad (2.33)$$

onde x é o momento fracionário dos gluons depositados no CF.

O espectro de partícula dominante, $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_L} = f(x_L)$, é dado por:

$$f(x_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \delta(1 - x - x_L) \theta(xy - K_{min}^2) \quad (2.34)$$

Podemos finalmente determinar a distribuição de rapidez do CF através de:

$$\chi(Y) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \delta\left(\frac{1}{2} \ln\left(\frac{x}{y}\right) - Y\right) \theta(xy - K_{min}^2) \quad (2.35)$$

Para estudar com detalhe as informações experimentais sobre distribuição de energia teríamos agora que converter o sistema gluônico da região central (CF) e o sistema de quarks excitados na região de fragmentação (LJ) em partículas finais e depois fazer comparações com os dados. O estudo sobre hadronização que será discutido posteriormente mostra que os seus efeitos sobre a distribuição de energia são pequenos e além disso é necessário introduzir novos parâmetros. Vamos então inicialmente desprezar estes efeitos e comparar as expressões (2.31) e (2.34) diretamente com os dados experimentais das refs. [31] a [30]. Nos cálculos feitos a seguir vamos usar a seguinte distribuição de momentos para os gluons no próton:

$$G(x) = p(1+n) \frac{(1-x)^n}{x} \quad (2.36)$$

cujas normalização é dada pela regra de soma do momento:

$$\int_0^1 dx x G(x) = p \quad (2.37)$$

onde p é fração do momento do próton carregado pelos gluons. Com $n = 5$ esta parametrização está em bom acordo com a maioria das parametrizações encontradas na literatura, exceto para a região de pequenos valores de x . Como o ajuste que vamos fazer utiliza dados experimentais de energias não muito altas ($\sqrt{s} \simeq 20 \text{ GeV}$) e nesta faixa de energia a região de pequenos x 's não é observada, a eq. (2.36) fornece uma boa descrição da estrutura gluônica do próton. A comparação entre (2.31) e (2.34) e os respectivos dados experimentais de colisões próton-próton podem ser vistos nas figuras 2.2 e 2.3.

Como pode ser visto, tanto a distribuição de inelasticidade como o espectro de partícula dominante obtidos pelo modelo estão em acordo com os dados experimentais. A discrepância

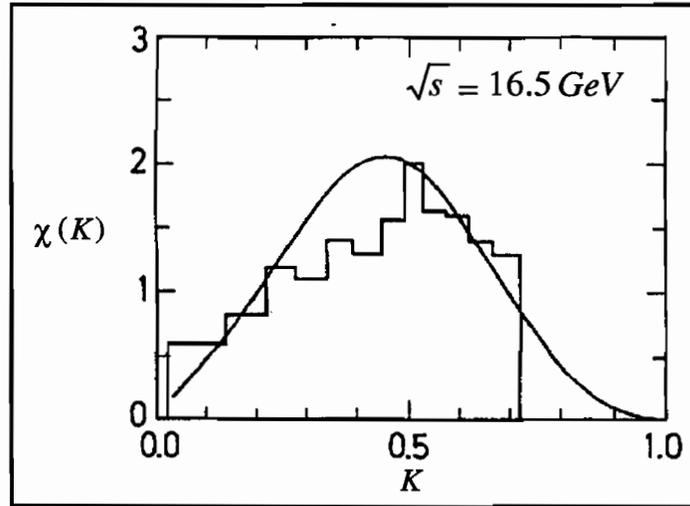


Figura 2.2: Distribuição de Inelasticidade

observada entre nosso cálculo e os dados na região de $x_L \geq 0.8$ se deve ao fato de que estes dados estão contaminados por processos difrativos, que ainda não estão incluídos no modelo. Neste tipo de processo, o próton dominante quase sempre emerge da colisão com grande fração do momento inicial, formando assim o chamado “pico difrativo” em $x_L \geq 0.9$. Nos dados da figura 2.3 a subtração dos eventos difrativos não foi feita e os pontos experimentais com $x_L \geq 0.8$ incluem eventos que já formam a “cauda” do pico difrativo. O valor de A necessário para o ajuste mostrado nas figuras é $A = 35$.

Com todos os parâmetros fixos podemos estudar o comportamento das distribuições obtidas com a energia. A figura 2.4 mostra a dependência de $\langle K \rangle$ com \sqrt{s} . A linha sólida mostra o resultado obtido com as eqs. (2.31) e (2.32).

Como pode ser visto a inelasticidade cresce com a energia e tende para um valor assintótico a energias muito altas. Quando “desligamos” a ação dos minijatos o comportamento de $\langle K \rangle$ com a energia passa a ser o oposto, verificando-se uma queda de $\langle K \rangle$ com \sqrt{s} , mostrada pela linha tracejada na figura 2.4.

A figura 2.5 mostra a distribuição de K para três energias $\sqrt{s} = 16$ (fig. 2.5a), 540 (fig. 2.5b) e 1800 GeV (fig. 2.5c). Em cada um dos casos, a linha sólida representa a distribuição total, a linha pontilhada mostra a distribuição resultante quando desligamos a componente semi-hard e a linha tracejada mostra o caso em que apenas a componente semi-hard está ligada.

A figura 2.6 mostra o espectro de partícula dominante calculado com a eq. (2.34). As energias e o significado das linhas cheias, pontilhadas e tracejadas são os mesmos da figura 2.5.

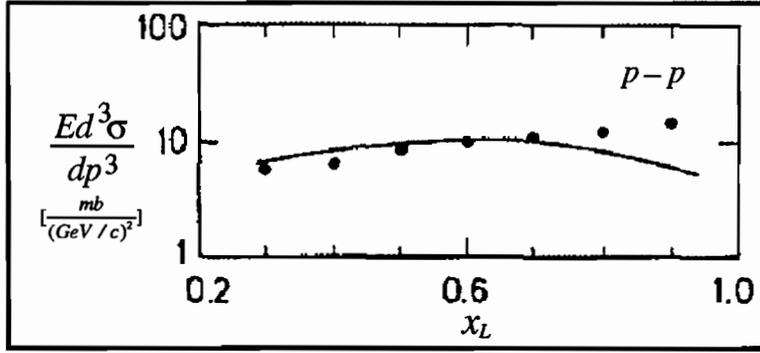


Figura 2.3: Espectro de Partícula Dominante

Observamos que estas duas figuras são, como era de se esperar, complementares. Com o crescimento da energia, mais energia é depositada na região central e isto faz, ao mesmo tempo, com que a inelasticidade cresça e que as partículas dominantes se tornem mais “moles”, carregando menos momento. Desligando-se as interações semi-hard encontramos o comportamento oposto.

Os resultados acima foram obtidos através da integração numérica de (2.31), (2.32) e (2.34). É interessante, no entanto, fazer algumas estimativas analíticas para aumentar nossa compreensão da física envolvida. Em primeiro lugar observamos que, por causa da forma gaussiana de $\chi(x, y)$ em duas variáveis, no caso de colisões simétricas (próton-próton) é possível mostrar que $\langle K \rangle$ é proporcional a $\langle x \rangle$, que as larguras das distribuições de K e x_L são controladas por $\langle x^2 \rangle$ e que $\langle xy \rangle$ é quase sempre desprezível. Assim podemos investigar qualitativamente o comportamento de $\langle K \rangle$ estudando o que acontece com $\langle x \rangle$ e $\langle x^2 \rangle$. Vamos aproximar $G(x)$ por seu termo mais singular:

$$G(x) = \frac{1}{x} \quad (2.38)$$

Nesta aproximação podemos facilmente fazer as integrações em (2.20) no limite $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ e verificar o que acontece separadamente com as contribuições soft e semi-hard. O resultado para a componente soft é:

$$\langle x \rangle_s \cong \frac{A\alpha}{m_0^2} \frac{1}{\sigma_{pp}^{in}(s)} ; \quad \langle x^2 \rangle_s \cong \frac{A\alpha}{2m_0^2} \frac{1}{\sigma_{pp}^{in}(s)} \quad (2.39)$$

e para a componente semi-hard é:

$$\langle x \rangle_h \cong \frac{9A\pi\kappa\alpha_s^2}{4p_{Tmin}^2} \ln\left(\frac{s}{p_{Tmin}^2}\right) \frac{1}{\sigma_{pp}^{in}(s)} ; \quad \langle x^2 \rangle_h \cong \frac{9A\pi\kappa\alpha_s^2}{8p_{Tmin}^2} \ln\left(\frac{s}{p_{Tmin}^2}\right) \frac{1}{\sigma_{pp}^{in}(s)} \quad (2.40)$$

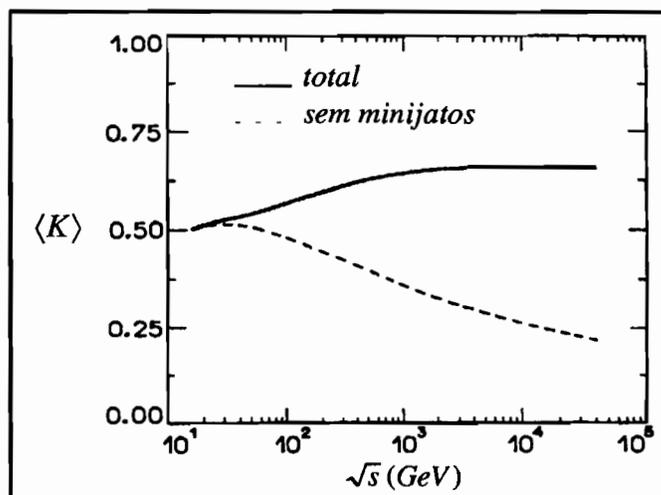


Figura 2.4: Inelasticidade Média como Função da Energia

Observamos que $\langle x \rangle_s$ e $\langle x^2 \rangle_s$ decrescem continuamente com a energia (já que $\sigma_{pp}^{in}(s)$ cresce sempre com \sqrt{s}) indicando que na ausência de minijatos a distribuição de inelasticidade $\chi(K)$ torna-se progressivamente mais estreita e com o máximo mais próximo de zero. As eqs. (2.40) mostram, por outro lado, que a distribuição $\chi(K)$ gerada pelas interações semi-hard é controlada pela razão $\ln(s)/\sigma_{pp}^{in}(s)$. Vemos então que $\langle K \rangle$ será assintoticamente dominada pela componente semi-hard mas para sabermos se seu valor finalmente crescerá ou não com a energia é necessário conhecer $\sigma_{pp}^{in}(s)$ com bastante precisão. Nos cálculos numéricos mostrados acima usamos a parametrização de Landshoff [32]:

$$\sigma_{pp}^{in}(s) = 56 s^{-0.56} + 18.16 s^{0.08} \text{ (mb)} \quad (2.41)$$

A curva cheia na figura 2.4 sugere que, para valores muito grandes de s , a seção de choque acima tende a cancelar o termo em logaritmo da componente semi-hard e a estabilizar $\langle K \rangle$.

As fórmulas (2.39) e (2.40) mostram explicitamente que todos os parâmetros (A , α , κ , $p_{T\min}$ e m_0), sendo apenas constantes numéricas, não afetam a nossa conclusão sobre o comportamento da inelasticidade com a energia. Diferentes escolhas poderiam apenas acelerar ou retardar (em s) a dominância da física semi-hard. A quantidade que poderia influir neste resultado seria $\sigma_{pp}^{in}(s)$, cujo comportamento a altíssimas energias não é ainda bem estabelecido. Outro ponto importante em nosso resultado acima é que o crescimento de $\langle K \rangle$ com a energia foi consequência da dependência intrínseca em \sqrt{s} da seção de choque elemental $\hat{\sigma}_{gg}^h(s)$.

Em outras abordagens o crescimento das seções de choque da QCD é sempre atribuído ao crescimento das funções de distribuição, em nosso caso $G(x)$, na região de pequenos x 's com o aumento da energia. Se este efeito fosse incluído aqui, i. e., se fizéssemos $G(x)$ mais singular

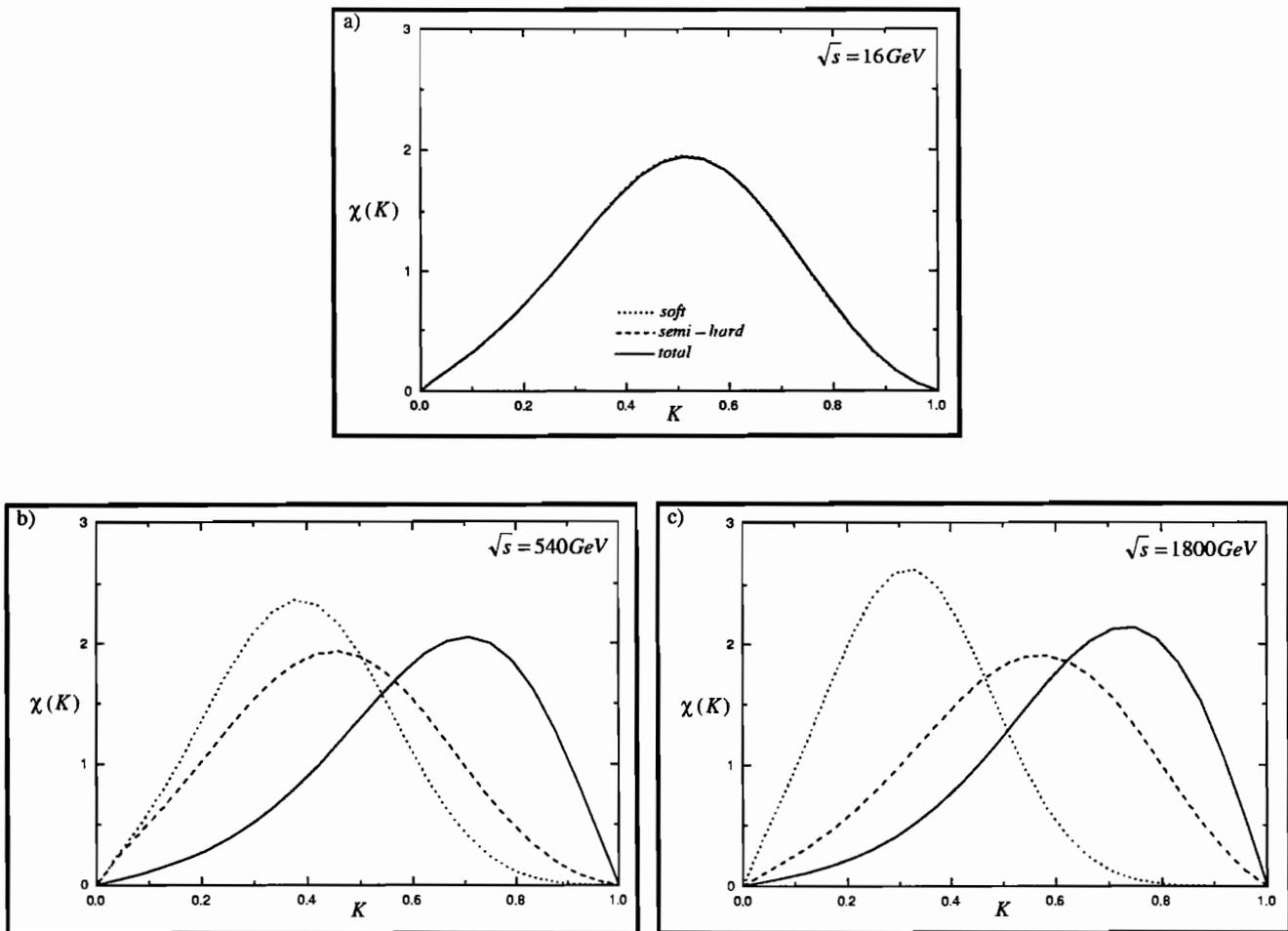


Figura 2.5: Distribuição de Inelasticidade como Função da Energia

na origem à medida em que a energia da reação aumentasse, acentuaríamos o crescimento de $\langle x \rangle_h$ com a energia e tornaríamos mais suave a queda de $\langle x \rangle_s$ com s .

O comportamento da componente soft resulta em grande parte do ansatz adotado para $\hat{\sigma}_{gg}^s(s)$. Ele foi motivado pelo que é conhecido sobre as seções de choque hadrônicas. O comportamento $1/s$ ou $1/\hat{s}$ vem de cálculos da seção de choque de mesons vetoriais. A seção de choque de troca de mesons tende a decrescer com a energia em maior ou menor grau dependendo do méson trocado. Este é, aliás, o significado da potência negativa no primeiro termo da eq. (2.41). Como não estamos tratando de mesons mas sim de gluons poderíamos, em princípio, usar um outro ansatz que produzisse um crescimento maior da seção de choque $\hat{\sigma}_{gg}^s(s)$ e, conseqüentemente, de $\sigma_{gg}^s(s)$. Uma escolha deste tipo seria, no entanto, um pouco artificial necessitando de uma boa justificativa.

Concluindo este capítulo podemos dizer que, levando em conta tudo o que foi dito acima, se as idéias básicas do IGM estiverem corretas, podemos afirmar que a inelasticidade $\langle K \rangle$

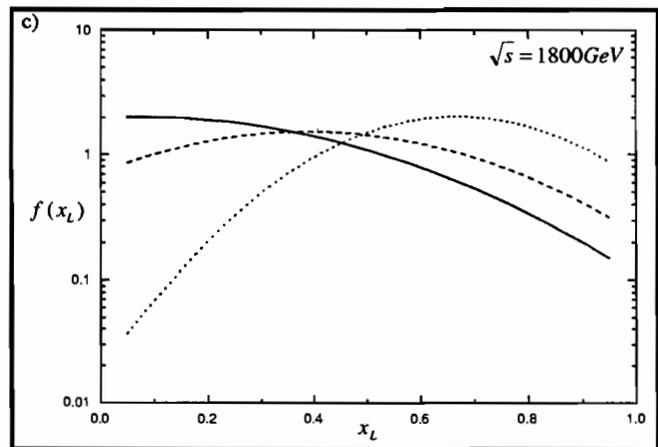
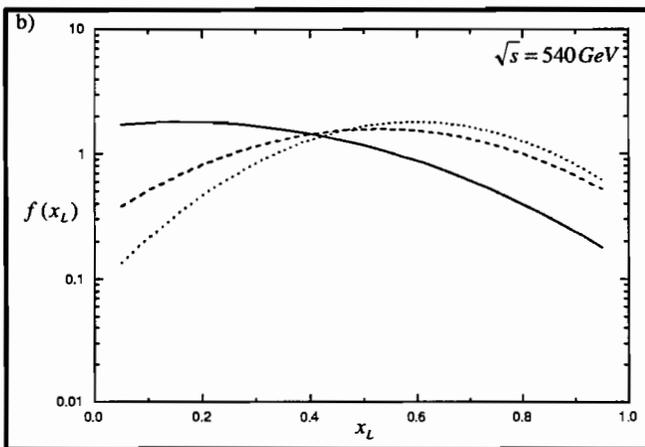
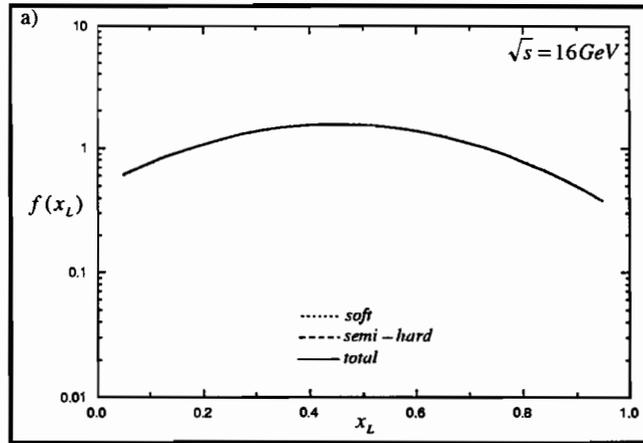


Figura 2.6: Espectro de Partícula Dominante como Função da Energia

crece com a energia e que este crescimento é devido ao crescimento da seção de choque dos gluons que tendem a se “grudar” cada vez mais e a se depositarem mais e mais na região central de rapidez.

Capítulo 3

ESPALHAMENTO DIFRATIVO

3.1 Introdução

Neste capítulo vamos estudar o fluxo e a deposição de energia em colisões hadrônicas inelásticas difrativas. Por processo difrativo entendemos uma reação caracterizada pela excitação de um dos hadrons, que forma um sistema com massa M_X e em seguida emite novas partículas sem que haja troca de números quânticos entre projétil e alvo. Este processo é a dissociação difrativa simples e corresponde aproximadamente a um décimo dos eventos inelásticos. Dissociação difrativa dupla é o processo (muito menos frequente) no qual os dois hadrons se fragmentam.

Em geral tais reações ocorrem com pequena transferência de momento e as partículas produzidas têm pequeno momento transversal. Um limite superior no momento transferido implica um limite para a massa difrativa. As colaborações experimentais adotam o limite $M_X^2/s \leq 0.05$. Massas pequenas implicam ainda que o cluster difrativo tem grande rapidez e os produtos de seu decaimento estarão cinematicamente separados do outro hádron incidente. Observamos então um “gap de rapidez”, i. e., uma região no espaço de rapidez onde não é encontrada nenhuma partícula produzida. A existência do gap de rapidez é um critério experimental para a definição de evento difrativo.

Do ponto de vista teórico a descrição mais aceita e utilizada na interpretação de dados experimentais tem sido o modelo de Donnachie-Landshoff (ou DL) [33]. Este modelo é inspirado na teoria de polos de Regge e nele o mediador das reações difrativas é o Pomeron (P). Em teorias de Regge o Pomeron é apenas uma “trajetória no canal t ” com os números quânticos do vácuo e pode ser considerado um artifício matemático. No modelo de DL o Pomeron é uma partícula que é emitida por um dos hadrons e se acopla aos quarks de valência do outro. Embora bem sucedido em reproduzir a fenomenologia do espalhamento difrativo a energias mais baixas este modelo prevê um crescimento muito rápido da seção de choque difrativa com a energia, o qual foi recentemente refutado pelos dados experimentais das colaborações UA4, do CERN, e CDF e E710, ambas do FERMILAB.

Um outro modelo bem aceito para o estudo de interações difrativas é o de Ingelman-Schlein (ou IS) [34]. Nele o Pomeron é uma partícula (com estrutura partônica) que pode ser resolvida em seus constituintes e que possui inclusive funções de estrutura. Um dos

objetivos do programa experimental levado a cabo no DESY-HERA é justamente determinar a composição de quarks e gluons no Pomeron e suas respectivas funções de distribuição. No modelo de IS uma interação difrativa ocorre em duas etapas independentes. A primeira consiste na emissão do Pomeron e a segunda é a interação hard entre partons do Pomeron e partons do hádron alvo. Apesar do sucesso fenomenológico, este modelo tem sido alvo de críticas que põem em dúvida a validade da fatorização entre as duas etapas.

No que se segue nós vamos usar o IGM para estudar o espalhamento difrativo. Como antes, vamos nos restringir ao estudo do fluxo de energia e não vamos calcular a seção de choque difrativa. A vantagem do nosso modelo é que ele trata da mesma maneira colisões difrativas e não-difrativas. Além disso, nós usamos o conceito de parton (gluon) sem necessidade de usar a hipótese da fatorização e podemos separar os regimes puramente perturbativo e não-perturbativo.

3.2 Difração Hadrônica no IGM

É simples estender o IGM para o caso difrativo. Na figura 3.1 mostramos esquematicamente um evento com dissociação difrativa em colisão próton-próton na abordagem do IGM. Um dos prótons perde uma fração x de seu momento e forma um objeto excitado (LJ) que carrega momento $x_L = 1 - x$. O outro próton, que nós chamamos próton difratado, perde uma fração y ($y \ll 1$) de seu momento original.

Na versão do modelo discutida no capítulo anterior estávamos interessados em calcular a distribuição $\chi(x, y)$ e a massa do CF, $M = \sqrt{xy s}$. Agora nós estamos interessados na massa M_X , uma nova variável no nosso problema que, como pode ser visto na figura 3.1, é a massa invariante do sistema composto pelo CF e pelo LJ formado por um dos prótons em colisão. Nós chamamos M_X de massa difrativa. Denotando por E_L e P_L a energia e o momento do próton da linha superior na figura 3.1 e por W e P a energia e o momento do CF,

$$P_L = E_L = \frac{\sqrt{s}}{2} (1 - x), \quad P = \frac{\sqrt{s}}{2} (x - y), \quad W = \frac{\sqrt{s}}{2} (x + y), \quad (3.1)$$

a energia E_X e o momento P_X do cluster difrativo X são dados por:

$$E_X = E_L + W = \frac{\sqrt{s}}{2} (1 + y) \quad \text{e} \quad P_X = P_L + P = \frac{\sqrt{s}}{2} (1 - y) \quad (3.2)$$

A massa do cluster difrativo, M_X , e a sua rapidez, Y_X , serão:

$$M_X = \sqrt{E_X^2 - P_X^2} = \sqrt{s y}, \quad (3.3)$$

$$Y_X = \frac{1}{2} \ln \frac{E_X + P_X}{E_X - P_X} = \frac{1}{2} \ln \frac{1}{y}, \quad (3.4)$$

onde \sqrt{s} é a energia invariante do sistema pp . Estamos trabalhando no sistema do centro de massa dos nucleons incidentes e as massas foram desprezadas. Esta aproximação implica que o nosso tratamento será tão mais preciso quanto maiores forem as energias da reação e que

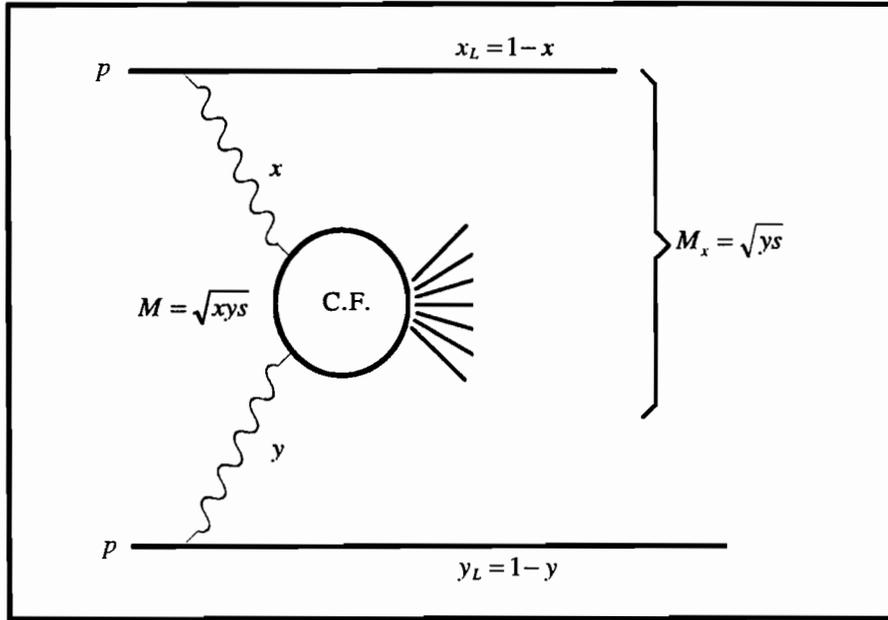


Figura 3.1: Difração no IGM

ele não será preciso para valores muito pequenos de M_X^2 . A distribuição de massas difrativas é bem conhecida experimentalmente e tem um pico na região $M_X^2 \cong (0.938 + 0.138)^2 \text{ GeV}^2$. Este pico se deve à formação de ressonâncias que não estão incluídas no modelo.

No limite $y \rightarrow 1$ toda a energia disponível é armazenada em M_X que permanece em repouso, i.e., $Y_X = 0$. Para pequenos valores de y temos pequenas massas M_X localizadas a grandes valores de rapidez Y_X . Para que um evento seja difrativo é necessário assumir que os glúons do próton alvo que participam da colisão, ou seja, aqueles emitidos no vértice inferior da figura 3.1, formam um objeto singleto de cor. Apenas desta maneira ocorre a formação de um “gap” de rapidez significativo, que separa o próton difratado do sistema M_X . Esta é condição experimental que define um evento difrativo. Se houver troca de cor entre os dois prótons em colisão, uma corda (“string” ou tubo de fluxo) se formará entre eles e posteriormente, ao decair, preencherá o gap de rapidez com partículas produzidas.

Do que foi dito acima vemos que, mesmo partindo de uma abordagem apenas cinemática do problema e procurando satisfazer o critério experimental de difração, estamos introduzindo no problema um objeto que se parece muito com o que é conhecido na literatura como Pomeron (\mathbb{P}). No que se segue vamos usar esta notação e chamar de Pomeron o subconjunto de glúons do próton difratado responsável pela interação com o outro próton. A probabilidade de encontrar este subconjunto de glúons num estado singleto de cor no interior do próton não é calculável em nosso modelo mas está indiretamente representada na seção de choque entre \mathbb{P} e o outro próton. Esta seção de choque é o parâmetro σ discutido abaixo.

Em nossa abordagem a definição de \mathcal{P} é essencialmente cinemática e está próxima de outros trabalhos que tentam descrever processos difrativos na linguagem de partons e/ou cordas [35, 36, 37, 38].

Vamos agora derivar a distribuição de M_X^2 diretamente do IGM. A única mudança a ser feita no formalismo anterior é uma restrição cinemática. Queremos apenas que y seja pequeno. Como já foi visto antes, fazendo com que as quantidades $\langle x^n y^m \rangle$ (os momentos da função espectral) sejam pequenas reduziremos os valores médios de x , y e de K . Podemos simplesmente restringir os intervalos de integração na eq. (2.20):

$$\langle x^n y^m \rangle = \int_0^1 dx x^n \int_0^{y_{max}} dy y^m \omega(x, y), \quad (3.5)$$

onde $y_{max} = \frac{M_X^2}{s}$ e todas as outras definições permanecem as mesmas. Este corte é arbitrário e será justificado a posteriori.

O espectro de massas difrativas é obtido a partir de $\chi(x, y)$ através da transformação de variável (cf. eq.(3.3)):

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dM_X^2} &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \delta(M_X^2 - sy) \Theta(xy - K_{min}^2) \\ &= \frac{1}{s} \int_{\frac{m_0^2}{M_X^2}}^1 dx \chi\left(x, \frac{M_X^2}{s}\right), \end{aligned} \quad (3.6)$$

No IGM a distribuição $\chi(x, y)$ é uma gaussiana larga nas variáveis x e y mudando lentamente com a energia \sqrt{s} . Substituindo a eq. (2.19) na eq. (3.6) chegamos a:

$$\frac{dN}{dM_X^2} = \frac{1}{s} \cdot F(M_X^2, s) \cdot H(M_X^2, s) \quad (3.7)$$

onde

$$F(M_X^2, s) = \exp\left[-\frac{\langle x^2 \rangle}{2D_{xy}} \left(\frac{M_X^2}{s} - \langle y \rangle\right)^2\right] \quad (3.8)$$

e

$$\begin{aligned} H(M_X^2, s) &= \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \int_{\frac{m_0^2}{M_X^2}}^1 dx \cdot \\ &\cdot \exp\left\{-\frac{1}{2D_{xy}} \left[\langle y^2 \rangle (x - \langle x \rangle)^2 - 2\langle xy \rangle (x - \langle x \rangle) \left(\frac{M_X^2}{s} - \langle y \rangle\right) \right]\right\}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Os momentos $\langle q^n \rangle$, $q = x, y$ e $n = 1, 2$ são agora dados por (3.5). Uma das funções de distribuição e a seção de choque hadrônica que aparece em (2.16) e (3.5) têm agora um significado diferente. $G(y)$ é a distribuição de momento fracionário (sempre com relação ao

momento total do próton) dos gluons pertencentes ao subconjunto \mathbb{P} do próton e σ é a seção de choque Pomeron-próton. Numa primeira aproximação tomamos $G^{\mathbb{P}}(y) = G^p(y) = p(m+1)\frac{(1-y)^m}{y}$, com $m = 5$. A normalização de $G(y)$, p , não é conhecida mas aparece sempre dividida por σ de modo que elas formam um único parâmetro ($\frac{p}{\sigma}$). Para continuar em contato com o que é conhecido sobre o Pomeron atualmente, vamos escolher:

$$\sigma(s) = \sigma^{\mathbb{P}p} = a + b \ln \frac{s}{s_0} \quad (3.10)$$

onde $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ e a e b são parâmetros a serem fixados através da análise de dados. Como será visto, $\sigma(s)$ será uma função muito fracamente dependente de \sqrt{s} assumindo valores entre 2.6 e 3.0 mb, que são valores bem aceitos para a seção de choque Pomeron-próton. Encontraremos também $p \simeq 0.05$. No capítulo 6 voltaremos a estas definições com mais detalhe.

Antes de apresentarmos o cálculo numérico do espectro de massas vamos, como já foi feito antes, encontrar uma expressão analítica aproximada para as eqs. (3.7) e (3.9) levando em conta apenas o termo mais singular das distribuições gluônicas (i.e., $G(x) \simeq 1/x$) e juntando todos os outros fatores na eq. (2.16) num único parâmetro c . Assumindo que a razão $\frac{\sigma(xys)}{\sigma(s)}$ não dependa de x e y e desprezando os termos de ordem $\frac{m_0^2}{s}$ e $\frac{m_0^2}{M_X^2}$ chegamos às seguintes expressões aproximadas para os momentos:

$$\langle x \rangle = 2 \langle x^2 \rangle \simeq c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}; \quad (3.11)$$

$$\langle y \rangle = 2 \frac{s}{M_X^2} \langle y^2 \rangle \simeq c \cdot \frac{M_X^2}{s} \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}; \quad (3.12)$$

$$\langle x \cdot y \rangle \simeq c \left(\frac{M_X^2}{s} - \frac{m_0^2}{s} \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2} \right). \quad (3.13)$$

Podemos observar que em todos os casos de interesse $\langle x \cdot y \rangle$ é muito menor (pelo menos por um fator $\ln \frac{M_X^2}{m_0^2}$) do que os outros momentos. Consequentemente $D_{xy} \simeq \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle$ e portanto:

$$\begin{aligned} F(M_X^2, s) &\simeq \exp \left[- \frac{\left(\frac{M_X^2}{s} - \langle y \rangle \right)^2}{2 \langle y^2 \rangle} \right] \\ &\simeq \exp \left[- \frac{\left(1 - c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2} \right)^2}{c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}} \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

e

$$\begin{aligned}
H(M_X^2, s) &\simeq \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \int_{\frac{m_0^2}{M_X^2}}^1 dx \exp\left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{2\langle x^2 \rangle}\right] \simeq \text{const} \cdot \frac{\sqrt{\langle x^2 \rangle}}{\sqrt{D_{xy}}} = \text{const} \cdot \frac{1}{\sqrt{\langle y^2 \rangle}} \\
&\simeq \text{const} \cdot \frac{s}{M_X^2 \cdot \sqrt{c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}}} \tag{3.15}
\end{aligned}$$

A eq. (3.7) pode então ser reescrita como:

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dM_X^2} &\simeq \frac{1}{s} \cdot H(M_X^2, s) \cdot F(M_X^2, s) \\
&\simeq \frac{\text{const}}{M_X^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}}} \cdot \exp\left[-\frac{\left(1 - c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}\right)^2}{c \cdot \ln \frac{M_X^2}{m_0^2}}\right]. \tag{3.16}
\end{aligned}$$

A expressão acima é governada pelo termo $\frac{1}{M_X^2}$. Os outros dois termos têm uma dependência muito fraca em M_X^2 . Além disso eles distorcem a curva principal ($\frac{1}{M_X^2}$) em direções opostas e tendem a se compensar mutuamente. É interessante observar que mesmo sem especificar em detalhe nem a distribuição de gluons nem as seções de choque, nós podemos obter analiticamente a forma típica dos espectros de massas difrativas.

3.3 Espectro de Massas Difrativas em Colisões Próton-Próton

Na figura 3.2 mostramos o nosso espectro de massas difrativas e o comparamos com os dados experimentais obtidos no CERN-ISR [39], que são usualmente parametrizados pela forma $\frac{1}{M_X^2}$. Estes espectros foram calculados com a expressão (3.7) com as mesmas distribuições de gluons, seções de choque e parâmetros de massa $m_0 (= 350 \text{ MeV})$ e $p_{T \text{ min}} (= 2.3 \text{ GeV})$ usados anteriormente. Como pode ser visto, o acordo entre nossas curvas e os dados é razoável. A grandes valores de $\frac{M_X^2}{s}$ os pontos experimentais se afastam do comportamento $\frac{1}{M_X^2}$ tendendo a um valor aproximadamente constante. Este comportamento pode ser devido à contribuição de eventos não-difrativos e pode também ser atribuído a eventos nos quais o próton difratado emite um pión ao invés de um Pomeron. Nós esperamos alguma discrepância entre teoria e experiência nesta região. A pequenos valores de $\frac{M_X^2}{s}$ e a energias \sqrt{s} mais baixas, o nosso modelo não dá uma boa descrição dos dados. Esperamos aqui alguma discrepância porque não estamos levando em conta ressonâncias. Ainda assim, é interessante observar que um acordo melhor com os dados pode ser obtido. Seria suficiente escolher $m_0 = 550 \text{ MeV}$ mantendo as demais escolhas como antes. O resultado desta mudança está ilustrado na figura 3.3. Uma certa discrepância persiste na região de pequenas massas e energias mais

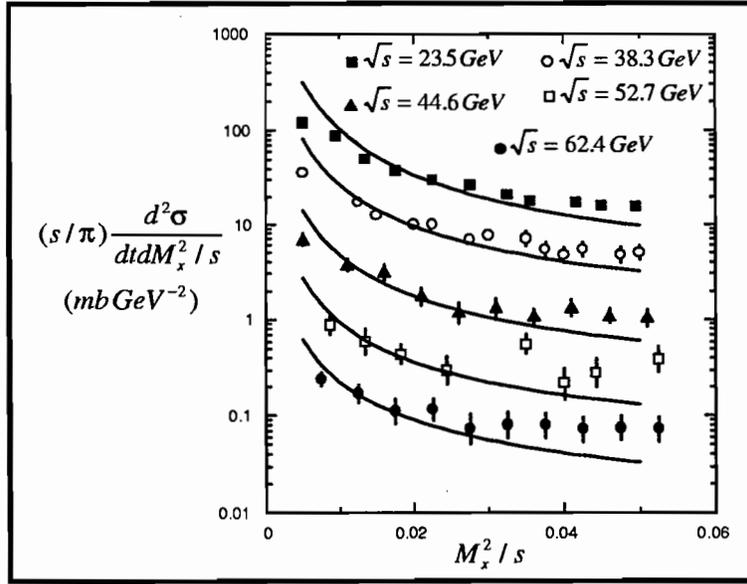


Figura 3.2: Difração no IGM

baixas. Esta região, no entanto, já está no limite do domínio de validade do modelo. Outros tipos de dados são melhor descritos com este modelo quando $m_0 = 350 \text{ MeV}$ e por isso de agora em diante vamos usar este último valor.

As figuras 3.4 e 3.5 mostram comparações semelhantes para $\sqrt{s} = 546$ e 1800 GeV respectivamente. Os dados são das refs. [40] e [41]. Outra vez nós encontramos um bom acordo com os dados. Todas as curvas acima foram obtidas com $a = 2.6 \text{ mb}$ e $b = 0.01 \text{ mb}$.

3.4 Espectro de Massas Difrativas em Colisões Méson-Próton

Como uma simples extensão dos nossos cálculos vamos aplicar a eq. (3.7) ao estudo dos espalhamentos difrativos pión-próton e káon-próton. Primeiramente consideramos os casos $p + \pi \rightarrow p + X$ e $p + K \rightarrow p + X$. Temos que substituir o próton por um pión ou um káon na linha superior da figura 3.1. Temos também que substituir a distribuição $G(x)$ pelas distribuições correspondentes no pión e no káon. Nós vamos usar a parametrização de MRS [42]. Por simplicidade, tomamos $G^K(x) = G^\pi(x)$. Esta hipótese é apoiada pela análise de dados da colaboração ACCMOR [43]. Vamos finalmente assumir que $\sigma^{Pp} = \sigma^{P\pi} = \sigma^{PK}$. A comparação entre os nossos resultados e os dados da colaboração EHS/NA22 [44] está mostrada nas figuras 3.6 (para pions) e 3.7 (para kaons).

Podemos ter mesons difratados, que sofrem as reações do tipo $\pi + p \rightarrow \pi + X$ e $K + p \rightarrow$

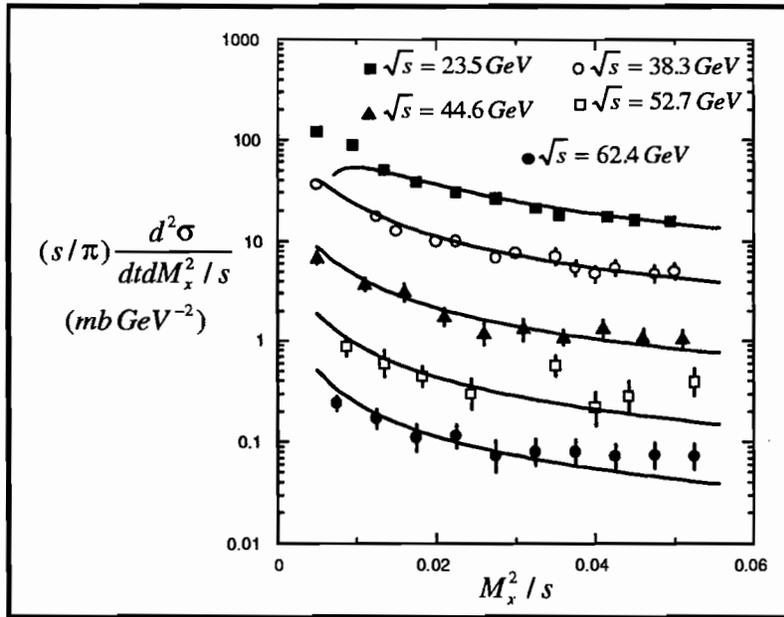


Figura 3.3: Difração no IGM

$K + X$. Neste caso temos que, em nosso modelo, substituir o próton por um pión ou káon na linha inferior da figura 3.1, substituindo também as distribuições de gluons correspondentes. A comparação entre nossos resultados e os dados [44] está mostrada na figura 3.8 para pions e 3.9 para kaons. Mais uma vez encontramos um acordo razoável.

3.5 Dependência com a Energia

Vamos agora considerar a dependência em \sqrt{s} dos nossos resultados. A colaboração CDF do FERMILAB, estudando eventos com dissociação difrativa simples encontrou uma (fraca) dependência do espectro de massas com a energia. Este fato pode ser expresso escrevendo este espectro na forma:

$$\frac{s}{\sigma_{SD}} \frac{d\sigma_{SD}}{dM_X^2} \propto \frac{1}{(M_X^2)^{1+\epsilon}} \quad (3.17)$$

O fator ϵ necessário para o ajuste dos dados é [45] $\epsilon = 0.121 \pm 0.011$ a $\sqrt{s} = 546 \text{ GeV}$ e $\epsilon = 0.103 \pm 0.017$ a $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$. Levando em conta as barras de erro poderíamos dizer simplesmente que ϵ é constante, mas uma variação real deste parâmetro não está descartada. Se confirmada, ela estaria indicando que a distribuição se torna levemente mais larga.

No IGM tudo é desde o começo dependente da energia e dN / dM_X^2 também deveria sê-lo. Analisando as aproximações analíticas (3.14), (3.15) e (3.16), vemos que a dependência em s é

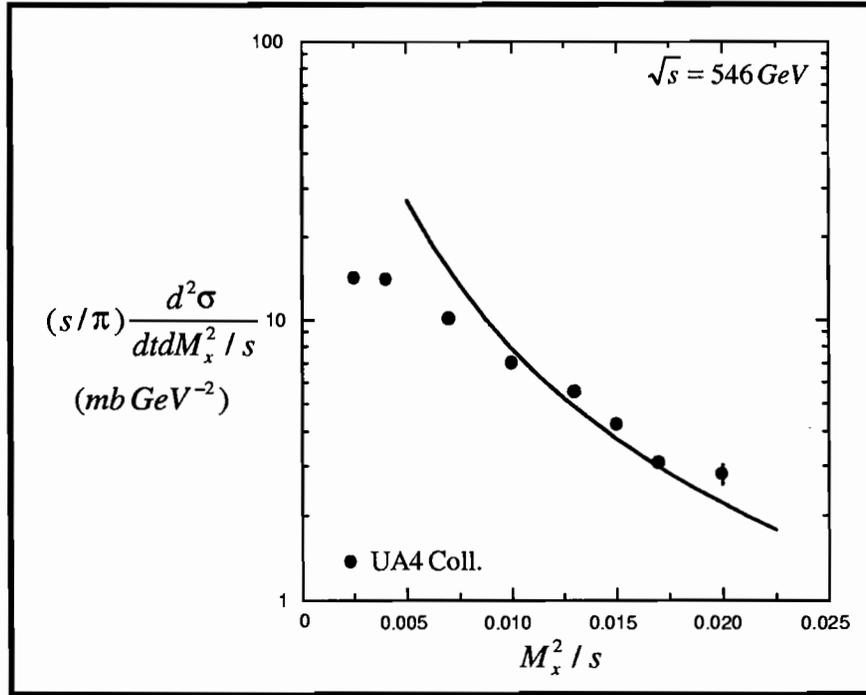


Figura 3.4: Espectro de M_X^2 com o IGM

fatorizada em (3.15) e a função $H(M_X^2)$ tem a mesma forma para qualquer energia, a diferença estando apenas num fator multiplicativo. Nos cálculos numéricos este comportamento é levemente violado. Na eq. (3.14) a dependência em s não é fatorizável e permanece contida nos momentos ou, o que é equivalente, na variável c . $F(M_X^2)$ é uma função larga com máximo determinado pelo momento $\langle y \rangle$ que cresce com a energia, fazendo F “rodar” de tal forma que ela cresce para valores menores de M_X^2 e diminui para valores maiores de M_X^2 . Quando multiplicamos H (que vai essencialmente como $1/M_X^2$) por F ela cai mais depressa. O comportamento de H e F está mostrado nas figuras 3.10a e 3.10b, que mostram o resultado do cálculo numérico de (3.8) e (3.9).

O resultado do cálculo numérico da eq. (3.7) está mostrado na figura 3.11. Em 3.11a mostramos dN/dM_X^2 para $\sqrt{s} = 23.5 GeV$ (linha sólida), $44.6 GeV$ (linha tracejada) e $62.4 GeV$ (linha pontilhada). A figura 3.11b mostra dN/dM_X^2 para $\sqrt{s} = 0.54 TeV$ (linha sólida), $0.9 TeV$ (linha tracejada) e $1.8 TeV$ (linha pontilhada). Finalmente a figura 3.11c mostra nossa previsão para o LHC ($\sqrt{s} = 14 TeV$) (linha pontilhada) comparada com a curva do Tevatron (linha sólida). As curvas nas figuras 3.11a e 3.11b são as mesmas das figuras 3.2, 3.3, 3.4 e 3.5.

É interessante constatar que o comportamento encontrado não está em contradição com os dados. Ou seja, eles podem acomodar a pequena dependência encontrada com a energia.

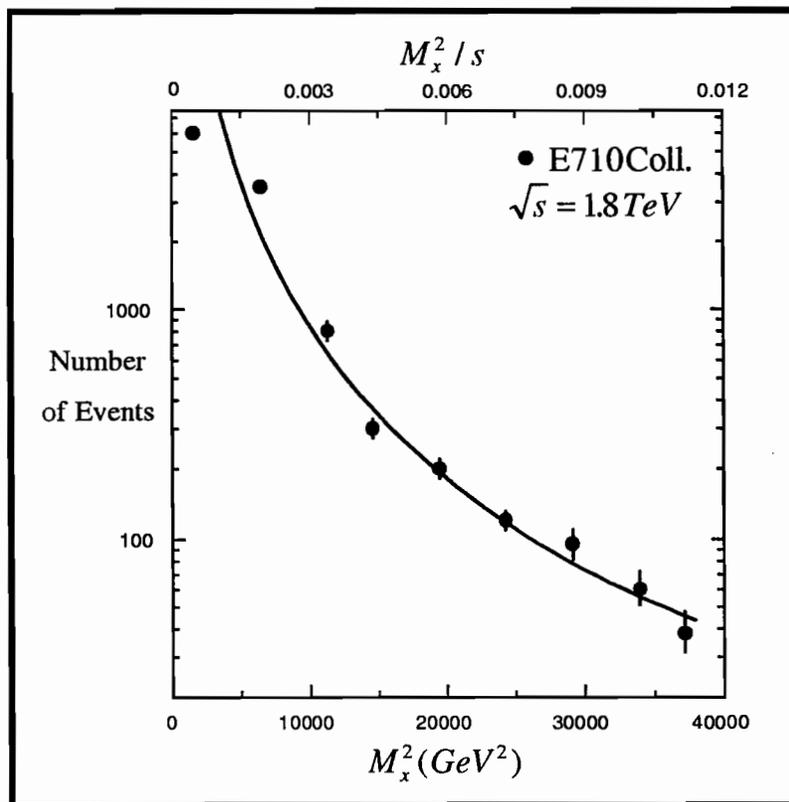


Figura 3.5: Espectro de M_x^2 com o IGM

Podemos observar um pequeno mas contínuo estreitamento nas curvas à medida em que a energia cresce. Este efeito significa que a massa difrativa tende a se tornar uma fração menor da energia disponível \sqrt{s} . Em outras palavras, a “inelasticidade difrativa” diminui com a energia e as “partículas dominantes difrativas” adquirem um espectro mais duro em x_F . No contexto do IGM isto significa que a energia total depositada está crescendo com \sqrt{s} mas está sendo depositada fora da região do espaço de fase que nós estamos selecionando para os processos difrativos. Uma medida da “inelasticidade difrativa” é a quantidade $\xi = \frac{M_x^2}{s}$. Com uma mudança trivial de variável na eq. (3.7) nós podemos calcular seu valor médio $\langle \xi \rangle$:

$$\langle \xi \rangle (s) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} d\xi \frac{dN}{d\xi} \xi \quad (3.18)$$

onde ξ_{min} ($= \frac{1.5}{s}$) e ξ_{max} ($= 0.1$) são os mesmos usados na ref. [45], para que possamos fazer algumas comparações. Na figura 3.12 mostramos $\langle \xi \rangle$ contra \sqrt{s} . Como pode ser visto, $\langle \xi \rangle$ diminui com \sqrt{s} não apenas porque ξ_{min} se torna menor mas também porque $\frac{dN}{d\xi}$ muda

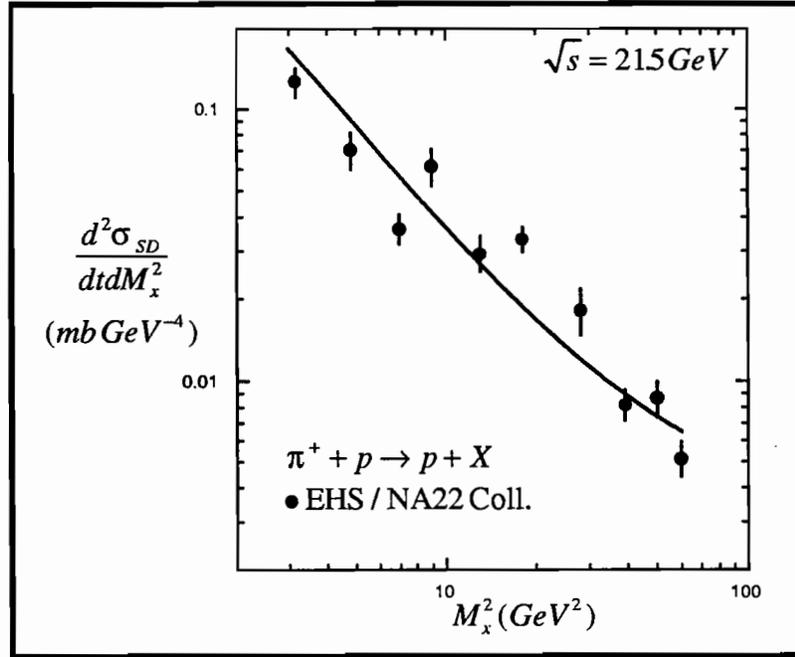


Figura 3.6: Espectro de M_X^2 em $p + \pi \rightarrow p + X$

com a energia, caindo mais depressa. Este comportamento de $\langle \xi \rangle$ está qualitativamente de acordo com o resultado obtido através de análises de dados de física de raios cósmicos [46]. Na figura 3.12 vemos também a quantidade $\langle \xi^\varepsilon \rangle$ ($\varepsilon = 0.08$ na linha tracejada e $\varepsilon = 0.112$ na linha pontilhada), que foi associada na ref. [45] com a dependência da seção de choque difrativa simples com a energia.

O comportamento de $\frac{dN}{dM_X^2}$ é determinado pelos momentos (3.5) e (2.16). Como $\sigma_{gg}(s)$ e $G(x)$ são essencialmente os mesmos de antes, estando fixos, a única fonte de incertezas na dependência em s é a razão $\frac{p}{\sigma}$, que é o único parâmetro livre aqui utilizado. Todas as curvas foram obtidas com a escolha (3.10) feita para σ e com $p \simeq 0.05$. Nós verificamos que um crescimento mais forte de σ^{Pp} com \sqrt{s} poderia reverter o resultado encontrado aqui, isto é, $\frac{dN}{dM_X^2}$ poderia ser tornar mais larga com o aumento da energia. Estas parametrizações fortemente dependentes de \sqrt{s} não produzem, no entanto, uma descrição aceitável dos dados experimentais e foram por isso descartadas. Considerando o que foi dito acima, poderíamos pensar em usar este modelo para extrair σ^{Pp} dos dados. Entretanto, como já foi dito, é a razão $\frac{p}{\sigma}$ que entra efetivamente nos cálculos e é impossível separar p de σ^{Pp} . Neste sentido a quase independência de σ^{Pp} da energia pode ser apenas a indicação de um crescimento também moderado de p com s de forma que a razão $\frac{p}{\sigma}$ permanece sempre a mesma.

Até aqui podemos dizer que o IGM descreve bem as distribuições de massas invariantes M e M_X de sistemas de partículas formados em colisões $p-p$ não-difrativas e difrativas respec-

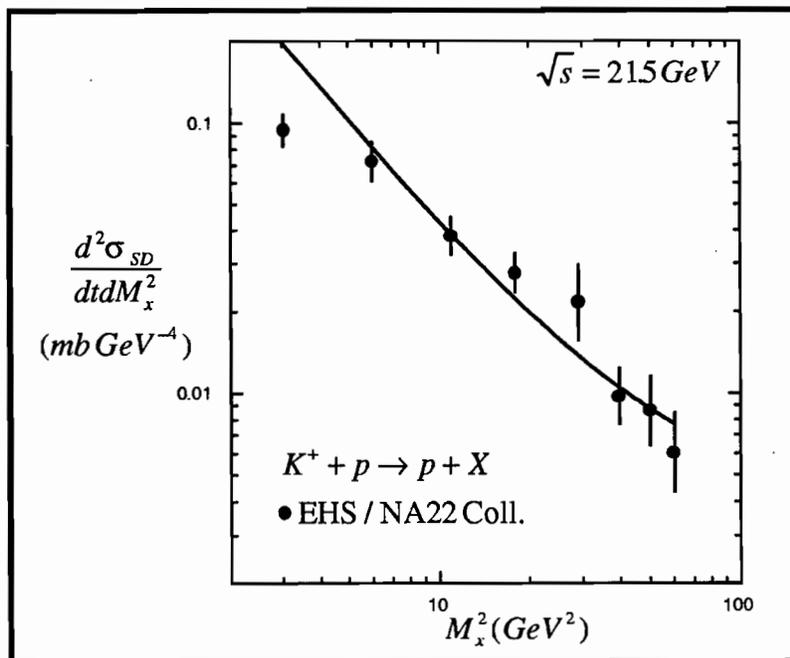


Figura 3.7: Espectro de M_x^2 em $p + K \rightarrow p + X$

tivamente. As diferenças entre um caso e outro são de dois tipos: dinâmicas e cinemáticas. As primeiras se devem ao fato de termos que introduzir novas funções de distribuição e novas seções de choque, específicas do caso difrativo. A mudança de natureza cinemática contém a própria definição de evento difrativo. Ela é simplesmente um corte no espaço de fase que obriga um dos hádrons em colisão a perder pouquíssimo momento, tornando automaticamente rápido (com grande rapidez) o sistema X (difrativo) formado a partir do outro hádron e criando assim o gap de rapidez típico dos eventos difrativos.

Fazemos previsões para os dois casos. Para os processos não-difrativos a nossa previsão é que a energias mais altas a inelasticidade aumente e o espectro de partícula dominante se torne mais “mole”. Para os processos difrativos prevemos o comportamento oposto.

Como pode ser visto na figura 3.1, o IGM fornece uma descrição detalhada do cluster difrativo, separando de uma maneira natural o cluster gluônico central e o LJ que carrega os números quânticos presentes no cluster difrativo. Esta característica pode ser muito útil na física de raios cósmicos [47].

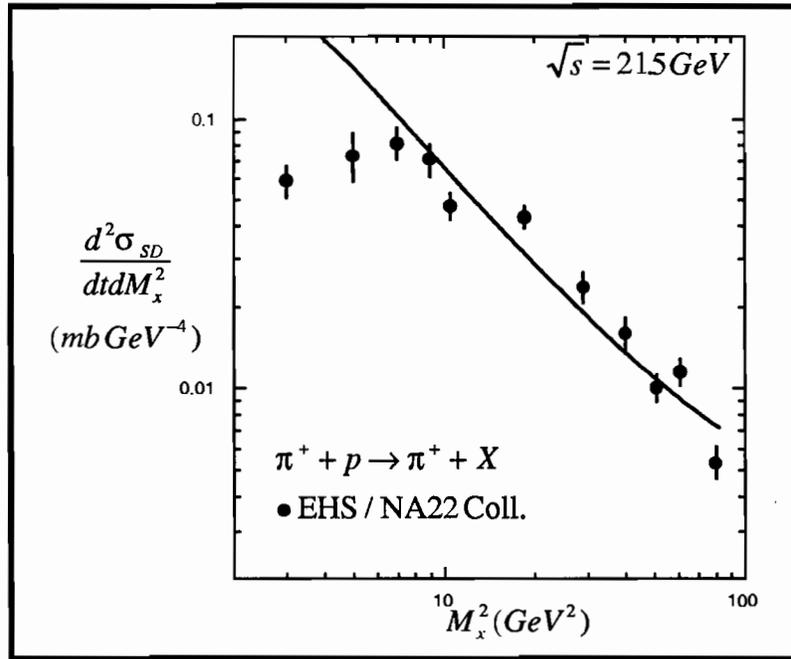


Figura 3.8: Espectro de M_X^2 em $p + \pi \rightarrow \pi + X$

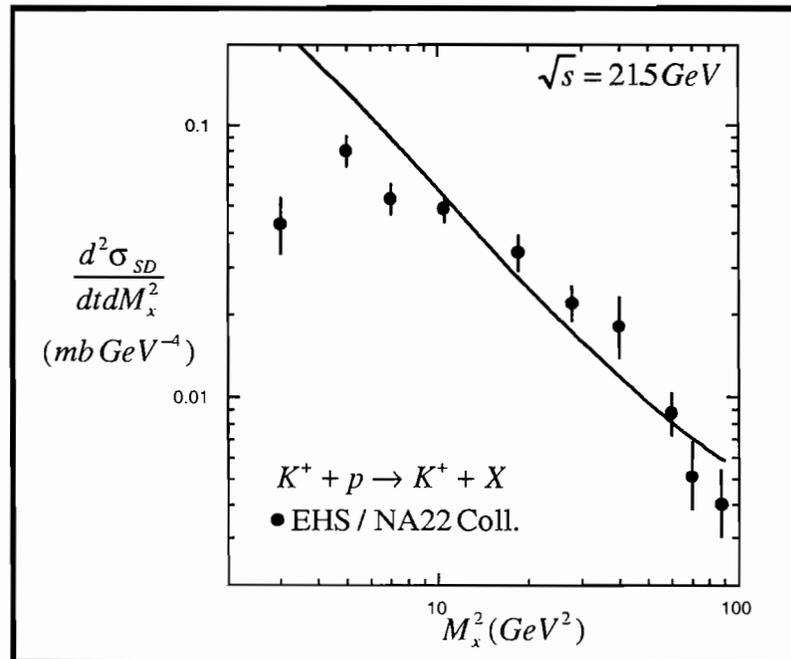


Figura 3.9: Espectro de M_X^2 em $p + K \rightarrow K + X$

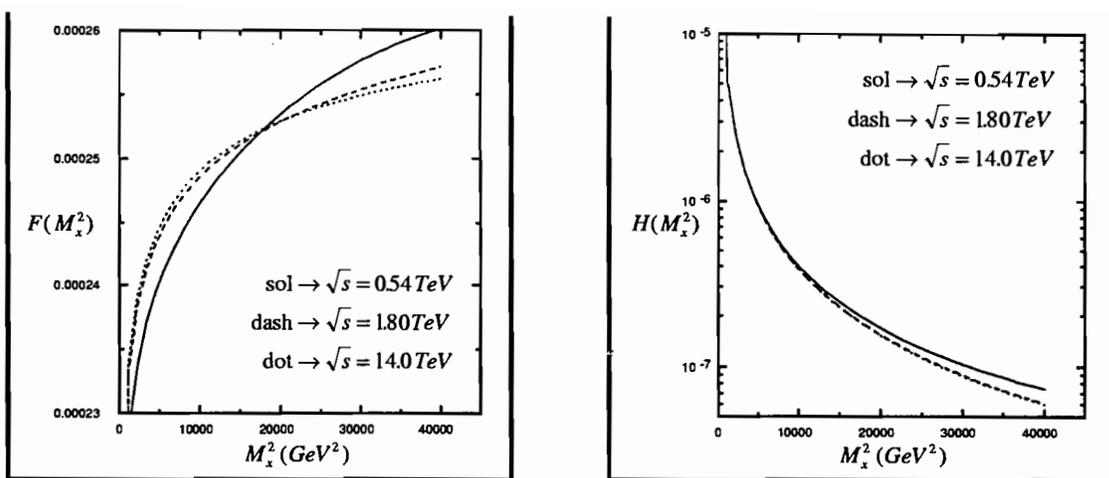


Figura 3.10: Comportamento de F e H com a energia

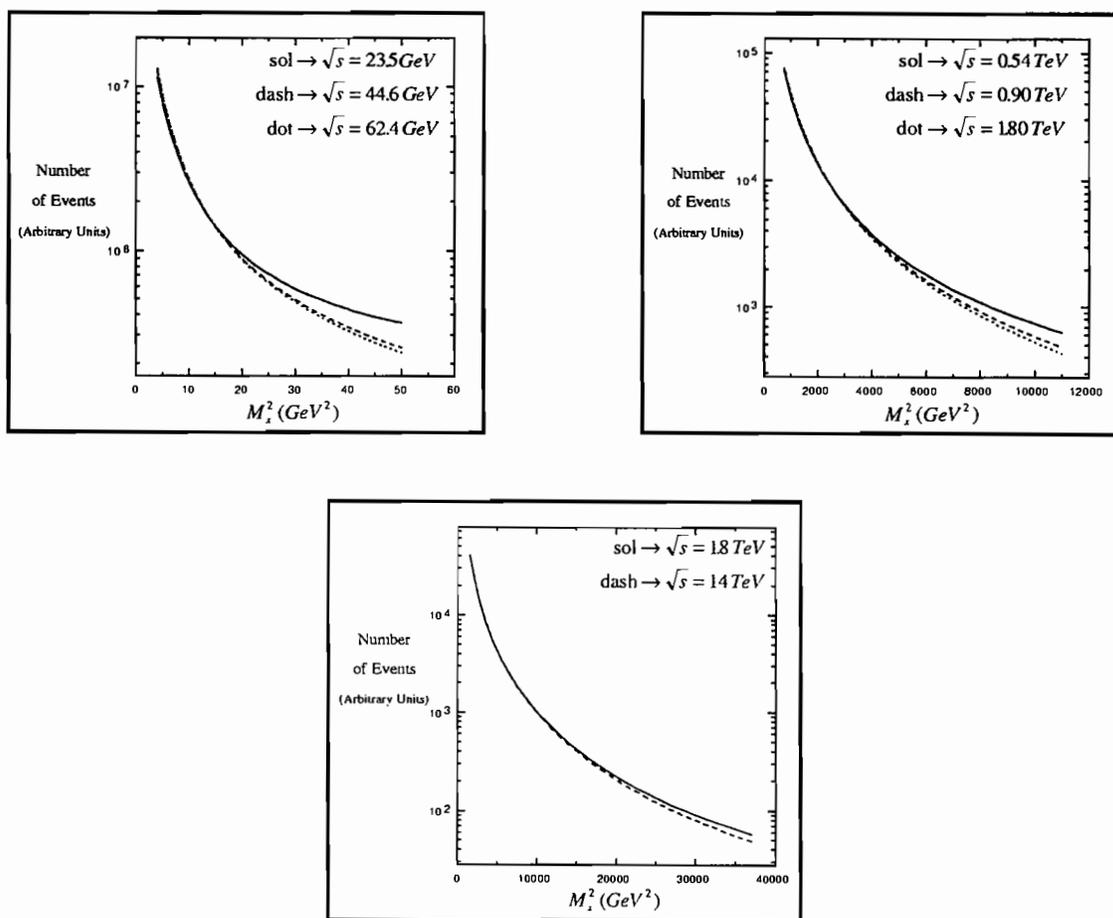


Figura 3.11: Comportamento de dN / dM_X^2 com a Energia

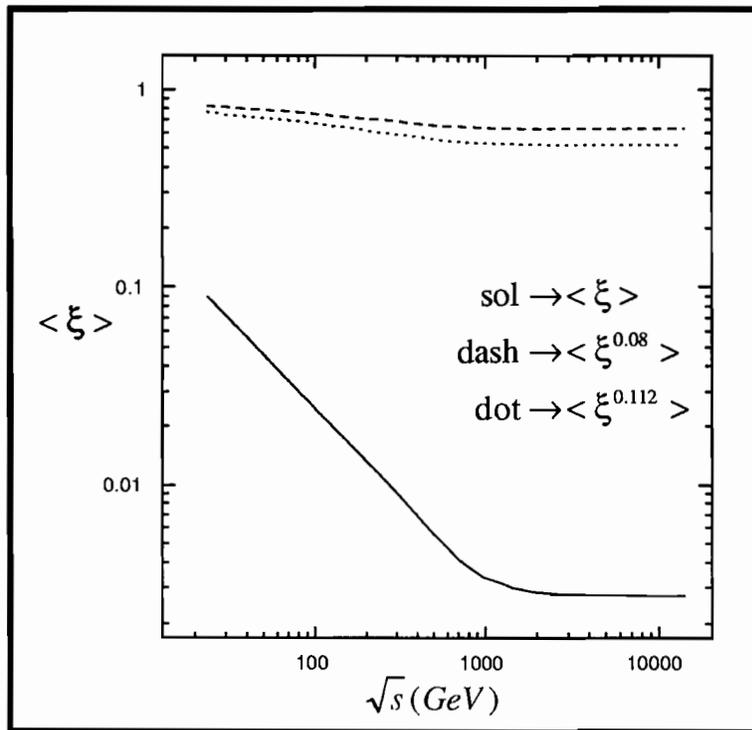


Figura 3.12: Dependência de $\langle \xi \rangle$ com a Energia

Capítulo 4

NUVEM MESÔNICA DO NÚCLEON

4.1 Introdução

Neste capítulo vamos estudar aspectos da estrutura dos hadrons. Mais especificamente, vamos investigar o conteúdo charmoso e estranho do núcleon. Apesar de ter carga charmosa e estranha líquida igual a zero é sabido que ocorrem flutuações do vácuo no interior do núcleon e pares $c - \bar{c}$ e $s - \bar{s}$ são constantemente criados. Surgem então algumas questões como: quão intensas são estas flutuações? os pares criados formam estados ligados com os outros quarks presentes? estas flutuações têm algum papel relevante em reações hadrônicas a altas energias? Existe todo um programa experimental atualmente em andamento no CEBAF (EUA) que responderá algumas questões sobre a estrutura estranha do núcleon.

O estudo da estrutura estranha e charmosa do núcleon, como será visto, está ligado ao estudo do fluxo de energia discutido nos capítulos anteriores, especialmente ao espalhamento difrativo.

A produção de partículas pode ser dividida em produção central e produção na região de fragmentação, i .e, de grande rapidez. A produção central é, às vezes, interpretada como sendo resultado de colisões centrais (com parâmetro de impacto zero) e a produção a grandes y 's (ou x_F 's) como sendo proveniente de colisões periféricas. Esta imagem é correta mas não é completa, já que mesmo em colisões centrais são produzidas partículas bastante rápidas que emergem próximas ao feixe. Isto ficou claro nos capítulos anteriores, nos quais foi possível, com razoável precisão, descrever dados experimentais de produção sem levar em conta flutuações no parâmetro de impacto. A inclusão de tais flutuações melhora o acordo entre o IGM e os dados experimentais como foi visto na ref. [22].

A produção central vem, na maioria dos casos, de colisões violentas em que os hadrons incidentes são destruídos e as partículas são produzidas com maior momento transversal. Na região central o que observamos são partículas realmente produzidas na colisão, especialmente por fusão de partons, por decaimento de cordas excitadas ou mesmo por decaimento de clusters que atingem o equilíbrio térmico. Já na região de fragmentação os produtos observados vêm de colisões mais suaves (eventualmente periféricas) e existe a possibilidade

de se observar partículas que já “pré-existiam” virtualmente no interior do hádron projétil (ou alvo) e são trazidas à camada de massa por excitação deste hádron durante a colisão. Neste sentido, estas partículas não são exatamente produzidas e sim excitadas! Ao serem produzidas (excitadas) em colisões não muito violentas elas trazem informações sobre a configuração inicial do hádron. Assim, por exemplo, se, por alguma razão, as flutuações $c - \bar{c}$ fossem inexpressivas no interior do hádron, provavelmente não observaríamos partículas finais charmosas com grande rapidez. Se, inversamente, elas fossem intensas, a abundância de partículas charmosas na região de fragmentação seria maior.

O que até aqui chamamos de intensidade de determinadas flutuações é um número que está associado a um certo elemento de matriz. Há além disso outro ingrediente importante nestas flutuações: a distribuição de momento. O tipo de flutuação quark-anti-quark usualmente chamado de “mar” em espalhamento inelástico profundo possui uma distribuição de momento bastante mole e é de se esperar que partículas produzidas a partir de quarks do mar sejam lentas e povoem predominantemente a região central. Há entretanto outros tipos de flutuações como os estados intrínsecos e a nuvem mesônica que possuem distribuição de momento dura e podem ser determinantes na produção de partículas rápidas.

Vamos, no que se segue e nos próximos capítulos, estudar aspectos dos estados intrínsecos, da nuvem mesônica, da relação entre eles e de sua ligação com o fluxo de energia.

4.2 Charme Intrínseco

No início dos anos oitenta e, em certa medida até hoje, havia esperança em se entender a produção de charme exclusivamente em termos da QCD perturbativa. Apesar de todas as incertezas na definição da escala ela é, em qualquer caso, da ordem de alguns GeV 's e portanto a constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$ é menor do que um. À medida em que mais e melhores dados surgiram, ficou claro que a QCD perturbativa por si só não é suficiente para descrever os dados de seções de choque diferenciais. Correções de ordem mais alta (“next to leading order”, ou NLO) melhoram o acordo entre teoria e experiência mas não resolvem o problema [48]. A maior dificuldade está em explicar o excesso de partículas com grande x de Feynman (x_F). Além disso, foi observado o efeito de “partícula dominante”, ou seja, os mesons charmosos que carregam um dos quarks de valência do projétil são mais rápidos e mais abundantes do que os que não contêm nenhum quark de valência do projétil. Isto é bastante difícil de explicar apenas com base no mecanismo de fusão de partons e é considerado como uma evidência a favor de um mecanismo de produção não-perturbativo.

Vários novos experimentos têm apresentado [49] uma diferença significativa entre a dependência em x_F dos mesons charmosos dominantes e não-dominantes. Não foi possível explicar estes resultados com a QCD perturbativa usual [50] nem com o modelo de fragmentação de cordas contido no gerador de eventos PYTHIA [51] e alguns mecanismos de produção alternativos têm sido sugeridos. O que melhor parece descrever os dados experimentais é o modelo do charme intrínseco (ICM).

Já há mais de dez anos, Brodsky e colaboradores [52] sugeriram que a função de onda do hádron já contém uma componente charmosa antes de sofrer a colisão com o outro hádron.

Esta componente é originada em interações de “twist” mais alto no interior do hádron. Os pares de quarks charmosos “intrínsecos”, produzidos desta maneira, são diferentes dos pares usuais do mar. A diferença crucial entre eles é que o charme intrínseco é parte do sistema de valência e é portanto muito rápido em oposição ao charme do mar, que é lento. Nos últimos anos, esta componente intrínseca foi adicionada aos algoritmos de QCD perturbativa de uma maneira quantitativa e sistemática [53]. Como resultado uma descrição muito boa dos dados foi obtida. A chave para a obtenção deste bom acordo está na normalização da componente intrínseca, σ_{ic} , da seção de choque inelástica total hádron-núcleon $\rightarrow c - \bar{c} X$. A quantidade σ_{ic} está relacionada com a probabilidade de observar a componente de charme intrínseco do hádron, P_{ic} [53]. É muito difícil calcular esta quantidade a partir de primeiros princípios. Análises fenomenológicas [54] indicam que ela deva ser menor do que 1%. $P_{ic} = 0.3\%$ parece ser o valor mais apropriado para descrever os novos dados de produção de charme [53]. Uma questão importante passa a ser então se este 1% de charme intrínseco pode ser corroborado por algum cálculo teórico. Na ref. [55] um cálculo deste tipo foi feito, usando o MIT bag model como base. A conclusão foi que a probabilidade de se encontrar o núcleon na configuração $|uudc\bar{c}\rangle$ é de 1 ou 2%, em bom acordo com a estimativa fenomenológica. Nós vamos, a seguir, calcular P_{ic} usando uma abordagem completamente diferente e independente das usadas nas refs. [53, 54, 55] e que pode portanto ser usada como verificação das mesmas.

4.3 Nuvem Mesônica e Charme Intrínseco

A existência de charme intrínseco pode ser associada às componentes de baixo momento do par virtual $c - \bar{c}$ no núcleon em seu sistema de repouso. A baixas escalas de momento o par virtual vive tempo suficiente para formar a componente hadrônica charmosa do núcleon. É esta componente que, quando o núcleon sofre um “boost”, irá se mover tão rápido quanto os quarks de valência.

De um modo geral podemos dizer que o próton é um objeto flutuante, sendo às vezes um nêutron e um pión, outras vezes um híperon estranho e um káon e assim por diante. Ele pode ser qualquer combinação de hadrons virtuais com os números quânticos corretos. Em particular, se pares de quarks charmosos pré-existem dentro do núcleon, este poderá flutuar num híperon charmoso acompanhado de um méson \bar{D} , através do processo:

$$p \rightarrow \Lambda_c + \bar{D} \rightarrow p. \quad (4.1)$$

Nós vamos calcular a contribuição do charme intrínseco ao elemento de matriz $\langle N | \bar{c} \gamma_\mu c | N \rangle$ vinda da nuvem mesônica de \bar{D} 's virtuais.

A idéia de que a contribuição de quarks intrínsecos para elementos de matriz do núcleon é dada por nuvens mesônicas não é nova. Ela já foi usada nas refs. [56, 57, 58, 59] para estimar o conteúdo estranho do núcleon e já foi até sugerida como uma maneira de entender a existência de charme intrínseco no núcleon em [52].

Como na ref. [56], nós calculamos loops mesônicos de \bar{D} 's usando um vértice méson-núcleon efetivo, caracterizado por um fator de forma de monopolo:

$$F(k^2) = \frac{m^2 - \Lambda^2}{k^2 - \Lambda^2}, \quad (4.2)$$

e introduzimos termos “seagull” para satisfazer a identidade de Ward-Takahashi (WT). Na eq. (4.2) m é a massa do méson e Λ é o cut-off. A inclusão de fatores de forma méson-núcleon é necessária para levar corretamente em consideração a estrutura do núcleon e sua extensão espacial. Como já foi mostrado na ref. [58], quando a sub-estrutura do núcleon é considerada, é o tamanho do próton e não as massas presentes no cálculo de loops que determina o cut-off nos momentos. Nós esperamos portanto que o cut-off no fator de forma do loop \bar{D} -núcleon seja aproximadamente o mesmo usado nos loops pión-núcleon e káon-núcleon.

O acoplamento méson pseudoescalar-bárion para hadrons extensos é esquematicamente dado por:

$$\mathcal{L}_{BBM} = -ig_{BBM} \bar{\Psi} \gamma_5 \Psi F(-\partial^2) \phi, \quad (4.3)$$

onde Ψ e ϕ são respectivamente os campos do bárion e do méson, $F(k^2)$ é o fator de forma nos vértices méson -bárion e k é o momento do méson. O fato de não conhecermos a constante de acoplamento núcleon- \bar{D} - Λ_c não é crucial porque estamos aqui interessados principalmente em estabelecer um limite superior para o conteúdo charmoso do núcleon e não em previsões numéricas muito precisas. Assim sendo vamos usar a constante de acoplamento pión-núcleon como um limite superior da constante núcleon- \bar{D} - Λ_c .

Nós usamos acoplamentos puntiformes entre as correntes e os mesons e barions intermediários. Para a corrente vetorial temos:

$$\langle \Lambda_c(p') | \bar{c} \gamma_\mu c | \Lambda_c(p) \rangle = \bar{U}(p') \gamma_\mu U(p) \quad (4.4)$$

e

$$\langle \bar{D}(p') | \bar{c} \gamma_\mu c | \bar{D}(p) \rangle = -(p + p')_\mu \quad (4.5)$$

na convenção em que o quark c tem carga charmosa igual a +1.

A Lagrangiana efetiva, eq. (4.3), é não-local e isto induz uma corrente eletromagnética no vértice se o fóton estiver presente.

Para preservar a invariância de gauge temos que levar em conta o vértice “seagull”

$$i\Gamma_\mu(k, q) = \pm g_{N\Lambda_c} \bar{D} \gamma_5 (q \pm 2k)_\mu \frac{F(k^2) - F((q \pm k)^2)}{(q \pm k)^2 - k^2}, \quad (4.6)$$

que é gerado através da substituição mínima [60]. Os sinais superior e inferior na eq. (4.6) correspondem a mesons que entram e saem respectivamente.

As três contribuições para os fatores de forma intrínsecos, associados aos processos no qual a corrente se acopla à linha do bárion (B) (figura 4.1a), à linha do méson (M) (figura 4.1b) ou ao vértice méson-bárion (V) (figuras 4.1c e 4.1d) no loop são dadas por:

$$\Gamma_{\mu}^B(p', p) = -ig_{N\Lambda_c}^2 \bar{D} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta(k^2) F(k^2) \gamma_5 S(p' - k) \gamma_{\mu} S(p - k) \gamma_5 F(k^2), \quad (4.7)$$

$$\Gamma_{\mu}^M(p', p) = ig_{N\Lambda_c}^2 \bar{D} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \Delta((k+q)^2) (2k+q)_{\mu} \Delta(k^2) F((k+q)^2) \gamma_5 S(p-k) \gamma_5 F(k^2), \quad (4.8)$$

$$\Gamma_{\mu}^V(p', p) = ig_{N\Lambda_c}^2 \bar{D} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} F(k^2) \Delta(k^2) \left[\frac{(q+2k)_{\mu}}{(q+k)^2 - k^2} (F(k^2) - F((k+q)^2)) \times \right. \\ \left. \gamma_5 S(p-k) \gamma_5 - \frac{(q-2k)_{\mu}}{(q-k)^2 - k^2} (F(k^2) - F((k-q)^2)) \gamma_5 S(p'-k) \gamma_5 \right] \quad (4.9)$$

Nas equações acima:

$$\Delta(k^2) = \frac{1}{k^2 - m^2 + i\epsilon} \quad (4.10)$$

é o propagador do méson,

$$S(p-k) = \frac{1}{\not{p} - \not{k} - M_{\Lambda} + i\epsilon} \quad (4.11)$$

é o propagador do Λ_c e $p' = p+q$, sendo q o momento do fóton. Na figura 4.1 nós mostramos todas estas definições.

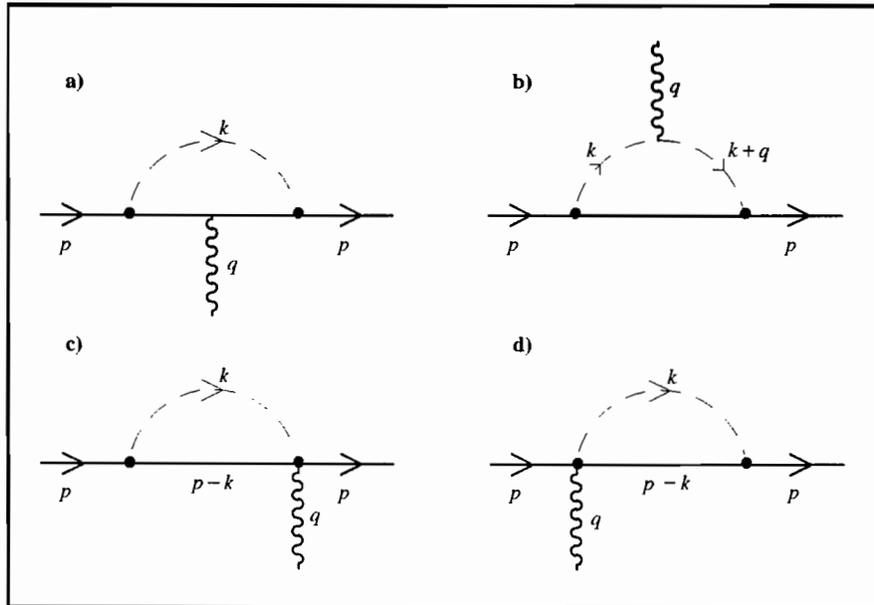


Figura 4.1: Diagramas que Contribuem para a Função de Vértice

Com estas amplitudes é fácil mostrar que a identidade de Ward-Takahashi

$$q^\mu(\Gamma_\mu^B(p', p) + \Gamma_\mu^M(p', p) + \Gamma_\mu^V(p', p)) = Q_c(\Sigma(p) - \Sigma(p')), \quad (4.12)$$

é satisfeita. Na eq. (4.12) Q_c é a carga charmosa do núcleon, $Q_c = 0$, e $\Sigma(p)$ é a auto-energia do núcleon relativa ao loop $\bar{D} - \Lambda_c$. A soma das três amplitudes também assegura a não-renormalização da carga (ou identidade de Ward)

$$(\Gamma_\mu^B + \Gamma_\mu^M + \Gamma_\mu^V)_{q=0} = Q_c \left(-\frac{\partial}{\partial p^\mu} \Sigma(p) \right) = 0. \quad (4.13)$$

Os fatores de forma intrínsecos são obtidos escrevendo estas amplitudes em termos dos fatores de forma de Dirac e Pauli:

$$\Gamma_\mu(p', p) = \gamma_\mu F_1^c(q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} F_2^c(q^2). \quad (4.14)$$

O raio charmoso quadrático do núcleon é definido como:

$$r_c^2 = 6 \frac{\partial G_E^c(q^2)}{\partial q^2} \Big|_{q^2=0}, \quad (4.15)$$

onde $G_E^c(q^2)$ é o fator de forma elétrico introduzido por Sachs [61]

$$G_E^c(q^2) = F_1^c(q^2) + \frac{q^2}{4M_N^2} F_2^c(q^2) \quad (4.16)$$

Os resultados numéricos para $|r_c^2|$ estão mostrados na figura 4.2, como função do cut-off Λ . Os valores usados para os acoplamentos e massas foram: $M_N = 939 \text{ MeV}$, $M_{\Lambda_c} = 2285 \text{ MeV}$, $m_{\bar{D}} = 1865 \text{ MeV}$ e $g_{N\Lambda_c\bar{D}}/\sqrt{4\pi} = g_{N\pi N}/\sqrt{4\pi} = -3.795$.

Como pode ser visto, os resultados dependem fortemente do valor de Λ . Valores muito pequenos de Λ não produzem resultados realísticos para $|r_c^2|$ porque correspondem a um tamanho muito grande para o próton. A região de valores de Λ em torno da massa do méson também não é muito confiável porque produz resultados que são apenas artefatos da parametrização escolhida para o fator de forma. A região assintótica de grandes valores de Λ é interessante porque fornece resultados que são fracamente dependentes do cut-off.

A probabilidade P_{ic} que é relevante para os cálculos feitos em [53] é o quadrado do coeficiente do estado de Fock correspondente. Como não é possível ter acesso direto a esta quantidade nós vamos estimá-la de uma maneira geométrica. Em termos da função de onda vamos fazer uso de sua forma e não de sua normalização (desconhecida).

A intensidade de uma dada flutuação do próton pode ser associada ao seu raio quadrático médio $|r^2|$. Quanto maior for $|r^2|$, mais frequentemente nós encontraremos o próton naquela flutuação e maior será a probabilidade de “vê-la”.

Vamos assumir que o raio bariônico médio do próton ($r_p = [\langle r_B^2 \rangle]^{1/2} \sim 0.72 \text{ fm}$) associado com a parte isoescalar da corrente eletromagnética é uma boa medida do “tamanho total” do próton, i.e., o tamanho que leva em conta todas as possíveis flutuações que se acoplam a correntes isoescalares.

A probabilidade do charme intrínseco é então dada por:

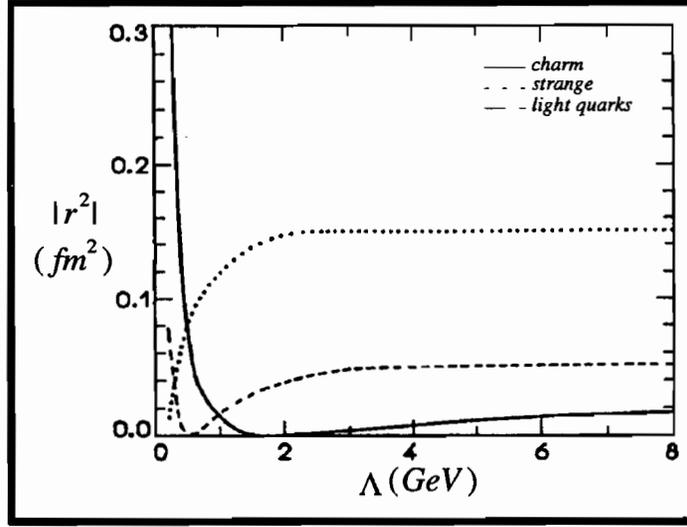


Figura 4.2: Raio Charmoso Quadrático do Núcleon em Função de Λ

$$P_{ic} = \frac{|r_c^2|}{r_p^2} = 0.9\% \quad (4.17)$$

onde $|r_c^2| = 0.0047 fm^2$ é o raio charmoso quadrático médio calculado acima com o cut-off $\Lambda = 1.2 GeV$.

P_{ic} é a razão entre a “área” do charme e a “área” total do próton.

Nós queremos comparar nossos resultados com os obtidos por Donoghue e Golowich na ref. [55] para as componentes de cinco quarks da função de onda do próton, $|uuds\bar{s}\rangle$ e $|uudq\bar{q}\rangle$, onde q representa um quark leve. Nós repetimos então os cálculos de loops para loops de kaons e pions (com o mesmo cut-off Λ), obtendo o raio estranho quadrático médio $|r_s^2| = 0.025 fm^2$ e o raio de quarks leves $|r_q^2| = 0.130 fm^2$. Dividindo estes raios pelo raio bariônico quadrático médio utilizado acima nós encontramos as probabilidades $P_{is} = 5\%$ e $P_{iq} = 25\%$.

Os cálculos apresentados na ref. [55] chegam aos resultados $P_{is} = 16\%$ e $P_{iq} = 31\%$. A discrepância no setor estranho sugere que a contribuição da dominância vetorial vinda do $\omega - \phi$ mixing (veja ref. [59]) é realmente importante. Quando a incluímos ela muda o nosso resultado de $P_{is} = 5\%$ para $P_{is} = 10\%$ [59]. Como não há evidência experimental de um $\omega - J/\Psi$ mixing, a dominância vetorial não deve contribuir no setor charmoso. Com a inclusão de $\omega - \phi$ mixing nosso resultado se aproxima daquele da ref. [55] com uma discrepância de 6%.

O raio charmoso quadrático médio cresce com Λ , como pode ser visto na figura 4.2, atingindo $|r_c^2| = 0.016 fm^2$ a valores assintoticamente grandes de Λ . Neste limite nós teríamos

$P_{ic} = 3.0 \%$. Considerando que nós estamos superestimando a constante de acoplamento no loop charmoso, este número pode ser tomado como um limite superior para a probabilidade do charme intrínseco no contexto do nosso esquema de cálculo. Nossos resultados são consistentes com estimativas prévias [53, 54, 55].

Vamos agora comparar as distribuições de x_F de Λ_c e \bar{D} no modelo de nuvem mesônica com as distribuições obtidas por Brodsky e colaboradores. Seguindo a ref. [52] nós fazemos também a decomposição de Fock do próton. A diferença é que agora ao invés de, por exemplo, cinco quarks ($uudc\bar{c}$) nosso estado contém um bárion e um méson ($\bar{D}-\Lambda_c$). A distribuição de probabilidade correspondente a este estado de Fock de duas partículas tem a forma (como em [52] e em [53]):

$$P(x_{\Lambda_c}, x_D) = \frac{N\delta(1 - x_{\Lambda_c} - x_D)}{(m_p^2 - \frac{\hat{m}_{\Lambda_c}^2}{x_{\Lambda_c}} - \frac{\hat{m}_D^2}{x_D})^2} \quad (4.18)$$

onde $\hat{m}_i^2 = m_i^2 + \langle k_T \rangle_i^2$ são as massas transversais efetivas, com $\langle k_T \rangle$ sendo o momento transversal médio. Como $m_{\Lambda_c}^2, m_D^2 \gg m_p^2, \langle k_T \rangle^2$ nós podemos escrever:

$$P(x_{\Lambda_c}, x_D) = \frac{N' x_{\Lambda_c}^2 x_D^2 \delta(1 - x_{\Lambda_c} - x_D)}{(x_{\Lambda_c} + (\frac{m_{\Lambda_c}}{m_D})^2 x_D)^2} \quad (4.19)$$

onde $N' (= 50.68)$ é determinado através da condição de normalização imposta sobre $P(x_{\Lambda_c}, x_D)$. Integrando a equação acima em x_D ou x_{Λ_c} encontramos as distribuições em x_F de Λ_c e \bar{D} , que estão mostradas respectivamente nas figuras 4.3 e 4.4 com linhas sólidas.

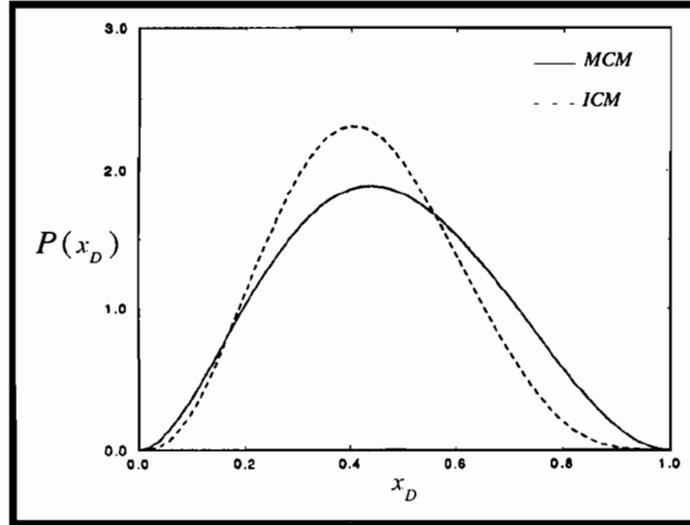


Figura 4.3: Distribuição de Momento do Méson \bar{D}

Para efeito de comparação também mostramos nestas figuras (em linhas tracejadas) as distribuições correspondentes obtidas na ref. [52] para Λ_c e \bar{D} combinando-se respectivamente os quarks u, d e c e u e \bar{c} no estado de Fock $|uudc\bar{c}\rangle$. É interessante observar que as

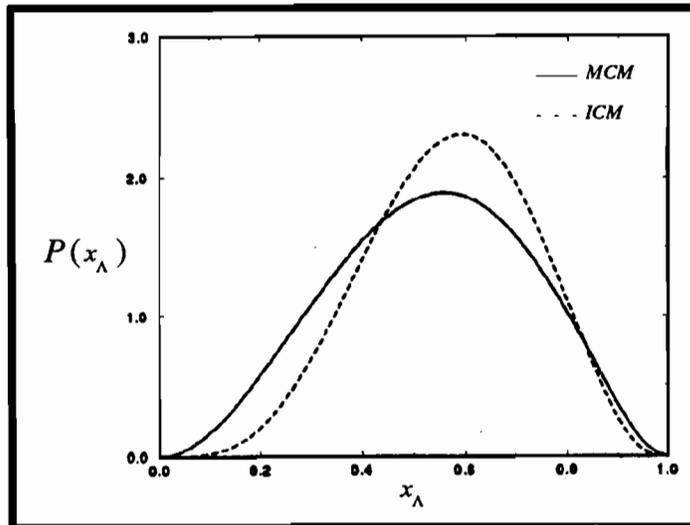


Figura 4.4: Distribuição de Momento do Bárion Λ_c

distribuições em x_F são bastante semelhantes nas duas abordagens. As curvas encontradas por nós têm uma escala de massa, enquanto que as obtidas na ref. [52] não dependem da massa de Λ_c ou \bar{D} . A existência de escalas de massa é responsável pelas pequenas diferenças entre as distribuições de x_F . Do ponto de vista fenomenológico estas diferenças não são observáveis e a semelhança entre elas é uma forte indicação de que o charme intrínseco pode ser bem entendido em termos do modelo de nuvem mesônica.

Outra extensão imediata do nosso cálculo é a estimativa do conteúdo de beleza do próton. Supondo que $g_{N\Lambda_b B} = g_{N\Lambda_c D} = g_{\pi NN}$, a única diferença será a massa do bárion e do méson. No limite assintótico obtemos $P_{ib}/P_{ic} \sim 1/3$, que é diferente do scaling proposto em [52]: $P_{ib}/P_{ic} \sim (m_c/m_b)^2 \sim 1/9$. Esta discrepância entre as duas abordagens pode ser devida à aproximação usada para a constante de acoplamento.

Consideramos aqui apenas os loops envolvendo a combinação particular $\bar{D}-\Lambda_c$. Em princípio nós poderíamos incluir loops com $\bar{D}-\Sigma_c$ e também com méson s vetoriais, mas devido à falta de informações precisas acerca dos acoplamentos e cut-offs relevantes, não iremos além do loop $\bar{D}-\Lambda_c$. Acreditamos que isto seja suficiente para estimar a ordem de grandeza de P_{ic} .

4.4 O Modelo da Nuvem Mesônica

Como foi visto na seção anterior a nuvem mesônica pode ser usada para o estudo de propriedades estáticas. Experimentos em andamento no MIT-Bates [62] e no CEBAF [63] fornecerão informações precisas sobre o fator de forma estranho em valores de Q^2 baixos e

intermediários e também sobre o raio estranho e o momento magnético anômalo do núcleon. Na expectativa destes resultados experimentais, considerável discussão acerca dos elementos de matriz estranhos do núcleon, baseada principalmente em modelos nucleônicos, tem sido registrada na literatura. As estimativas de modelos nucleônicos [56, 59, 64, 65, 66, 67, 68, 69] contêm grandes incertezas teóricas e seus resultados podem diferir bastante uns dos outros. Para o raio estranho (de Sachs), por exemplo, as predições variam em uma ordem de magnitude e em seu sinal. Uma comparação dessas estimativas pode ser encontrada na ref. [66].

A nuvem mesônica também pode ser aplicada ao estudo das distribuições de momento dos quarks no interior do núcleon. É exatamente esta aplicação que ficou conhecida na literatura recente como modelo de nuvem mesônica (MCM). Nesta abordagem os quarks do mar do núcleon são identificados com os quarks de valência dos mesons virtuais que constituem a nuvem. Assim, por exemplo, os quarks \bar{s} 's presentes no mar do núcleon são os quarks \bar{s} 's de valência do méson K^+ da nuvem. A distribuição de momento deste quark estranho é dada pela convolução da distribuição de momento de \bar{s} no káon com a distribuição de momento do káon no núcleon, $f_K(y)$. Esta última é essencialmente dada pelo quadrado do propagador do méson e portanto $f_K(y) \simeq 1/k^4$. Uma breve dedução da expressão exata desta distribuição está apresentada no apêndice. Ela vem do estudo do espalhamento profundamente inelástico (DIS) de um lepton na nuvem mesônica, que foi iniciado por Sullivan há mais de vinte anos [70].

Experimentos recentes de DIS renovaram o interesse pelo cenário de nuvem mesônica do núcleon. Os experimentos de espalhamento polarizado efetuados pelas colaborações EMC e SMC, no CERN, têm mostrado que somente uma pequena fração do spin do próton é carregado pelos quarks de valência. Além disso, a forte violação da regra de soma de Gottfried, observada pela colaboração NMC, sugere fortemente uma assimetria $\bar{d} - \bar{u}$ do mar do núcleon. Os novos ajustes das distribuições de partons para processos profundamente inelásticos e Drell-Yan (incluindo o experimento NA51) parecem confirmar a assimetria. Estes dois efeitos, violação da regra de soma de Gottfried e a assimetria medida em processos Drell-Yan, podem ser naturalmente explicados se admitirmos a presença de pions no núcleon. Em vista desses sucessos do modelo de nuvem mesônica (MCM), é interessante considerar seu papel em outros fenômenos. Na ref. [71] o MCM foi usado para estudar eventos com gap de rapidez no HERA. A motivação é que processos com gap de rapidez nas partículas produzidas observadas, requerem a troca de um objeto singlete de cor, que pode ser um Pomeron ou um méson (mais tipicamente um pión). Eventualmente, em um futuro próximo, isso poderá ser esclarecido com a ajuda do calorímetro de neutrons, atualmente em construção.

A idéia de nuvem mesônica pode ser aplicada também para o setor estranho. A generalização do processo de Sullivan [70] para mesons estranhos foi utilizada nas refs. [72, 75] para calcular as distribuições dos quarks estranho e anti-estranho no mar do núcleon e está ilustrada na figura 4.5.

Na ref. [73] foi mostrado que, em contraste com o que é esperado pela aproximação de nuvem mesônica, as distribuições dos quarks estranho e anti-estranho são bastante semelhantes. À primeira vista isso seria um argumento muito forte contra a relevância da nuvem mesônica [74]. A tentativa de explicar os dados experimentais com o modelo de nuvem

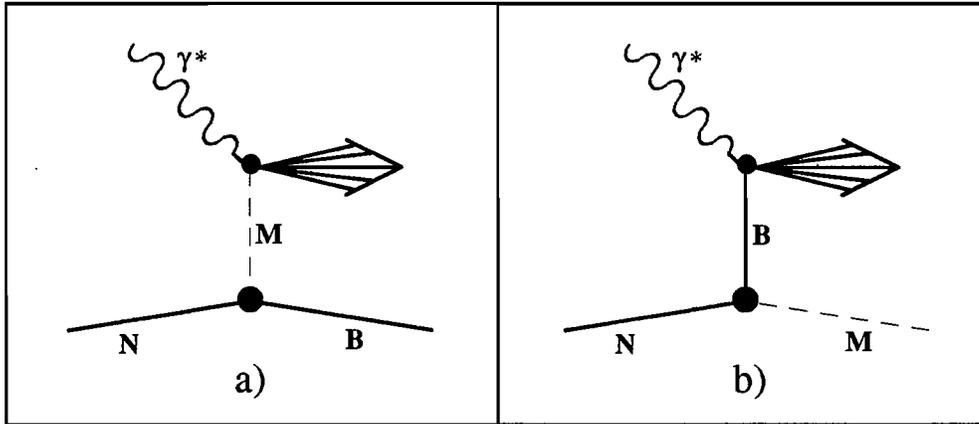


Figura 4.5: Generalização do Processo de Sullivan

mesônica efetuada nas refs. [72, 75] mostrou não somente que a assimetria presente nesse modelo parece estar em conflito com os dados como também que as distribuições calculadas estão bastante longe dos dados para $x < 0.3$. No entanto, na ref. [76] esses dados foram reconsiderados e combinados com a análise da colaboração CTEQ [77]. A conclusão dos autores foi que, considerando as barras de erro, os dados existentes não excluem assimetria entre as distribuições dos quarks estranho e anti-estranho, que é significativa somente para $x > 0.2 - 0.3$.

4.5 Distribuição de Momento de Quarks Charmosos

Nesta seção vamos utilizar o modelo de nuvem mesônica (MCM) para estudar o charme no núcleo. Vamos inicialmente dar atenção especial a um aspecto que, embora já tenha sido mencionado anteriormente [76], não foi suficientemente enfatizado, a saber, que existem dois tipos de flutuações $q\bar{q}$ que contribuem para a função de onda do núcleo: intrínseca e extrínseca. Veremos (e este é o resultado mais importante desta seção) que é possível identificar a distribuição do anti-quark de valência na nuvem mesônica com a distribuição do correspondente anti-quark intrínseco. Disso decorre que uma descrição das distribuições de momento de quarks do mar baseada no MCM é apenas parcial e a ela deve ser acrescentada a contribuição dos quarks extrínsecos. Quando esta contribuição é ignorada o acordo entre as previsões do modelo e os dados é apenas parcial, como mostrado na ref. [75].

A estreita relação entre a nuvem mesônica e os estados intrínsecos pode ser melhor vista no setor do charme onde, devido à grande massa do quark charmoso, existe uma notável diferença entre as distribuições de quark intrínseco e extrínseco. Isso torna interessante a aplicação do MCM ao charme. Enquanto que no caso da estranheza nós podemos confrontar as previsões do MCM diretamente com os dados, no caso do charme nós podemos confrontar uma parte do MCM com a hipótese do charme intrínseco (a eventual existência de dados

precisos sobre distribuição de charme e anti-charme no núcleon nos permitiria testar o MCM uma vez mais).

Vamos calcular a distribuição intrínseca de \bar{c} no núcleon, $\bar{c}_N^{(i)}(x)$, que, na aproximação de nuvem mesônica é a convolução da distribuição de momento de \bar{c} de valência no méson \bar{D} , $\bar{c}_D^{(v)}(x)$, com a distribuição de momento desse méson no núcleon, $f_D(y)$:

$$x\bar{c}_N^{(i)}(x) = \int_x^1 dy f_D(y) \frac{x}{y} \bar{c}_D^{(v)}\left(\frac{x}{y}\right). \quad (4.20)$$

A distribuição do méson (virtual) \bar{D} na nuvem do núcleon, que caracteriza sua probabilidade de carregar uma fração y do momento do núcleon no sistema de momento infinito, é dada por [70, 75]:

$$f_D(y) = \frac{g_{DN\Lambda}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{[-t + (m_\Lambda - m_N)^2]}{[t - m_D^2]^2} F^2(t), \quad (4.21)$$

onde $t = k^2$ é a virtualidade do méson. Uma derivação sucinta desta expressão pode ser encontrada no apêndice. Na equação acima $F(t)$ é um fator de forma no vértice $DN\Lambda$ e t_{max} é o máximo valor de k^2 , determinado pelo vínculo cinemático:

$$t_{max} = m_N^2 y - \frac{m_\Lambda^2 y}{1 - y}. \quad (4.22)$$

Para o fator de forma $DN\Lambda$ nós utilizamos a forma monopolar:

$$F(t) = \frac{\Lambda^2 - m_D^2}{\Lambda^2 - t}, \quad (4.23)$$

onde m_N , m_Λ e m_D são respectivamente a massa do núcleon, a massa do estado intermediário Λ_c e a massa do méson \bar{D} . Λ é um parâmetro de corte (cut-off) do fator de forma. Não existe nenhuma forte razão para assumir uma forma particular para esse fator de forma. Com a parametrização acima nós podemos comparar os resultados obtidos aqui diretamente com aqueles encontrados na ref. [78].

De acordo com a teoria efetiva de quarks pesados [79] um quark pesado interage com quarks leves dentro de um estado ligado hadrônico trocando momentos muito menores do que sua massa. Assim, em uma boa aproximação, o quark pesado move-se com a velocidade do hádron charmoso. Estando quase na camada de massa, o quark pesado carrega quase o momento total do hádron. Estas suposições sugerem que a distribuição de \bar{c} no méson \bar{D} seja bastante dura. Nós vamos aproximá-la por uma função delta:

$$\bar{c}_D^{(v)}\left(\frac{x}{y}\right) \simeq \delta\left(\frac{x}{y} - 1\right) = x \delta(x - y). \quad (4.24)$$

Substituindo a função acima em (4.20) com os valores previamente utilizados [78], $g_{DN\Lambda} = -3.795$ e $\Lambda = 1.2 \text{ GeV}$, nós obtemos para $\bar{c}_N^{(i)}(x)$ a curva cheia mostrada na figura 4.6.

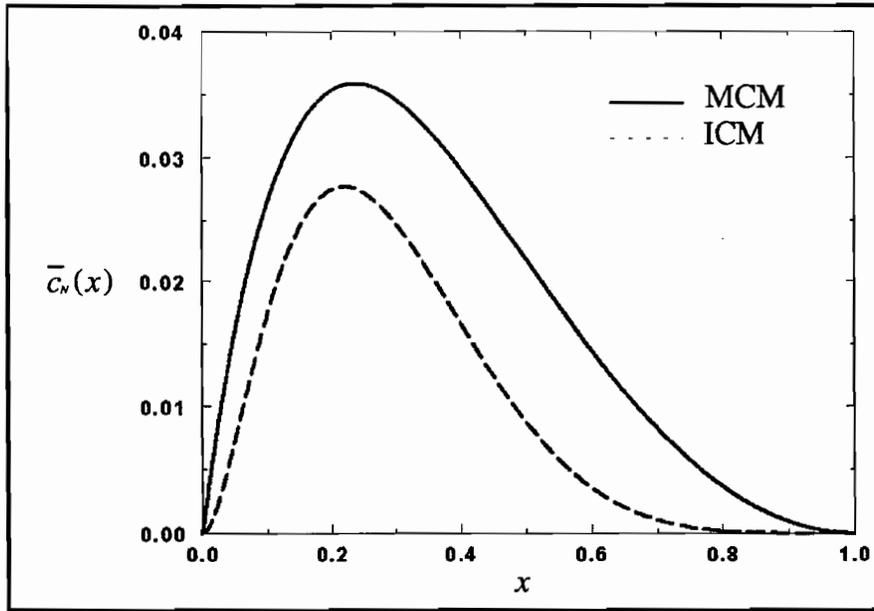


Figura 4.6: Distribuição de \bar{c} no Modelo de Nuvem

A título de comparação nós mostramos com a linha tracejada a distribuição de anti-charme intrínseco obtida por Brodsky e colaboradores:

$$\bar{c}_N^{(i)}(x) = Nx^2 \left[\frac{1}{3}(1-x)(1+10x+x^2) - 2x(1+x) \ln \frac{1}{x} \right], \quad (4.25)$$

onde N é a mesma constante de normalização utilizada em [52]. Como pode ser visto, existe uma notável semelhança entre ambas as curvas. Em particular, nós observamos que essas distribuições vão a zero na origem, em oposição ao comportamento $1/x$ das distribuições padrão do mar que, nessa região de x , é dominada pela componente extrínseca.

Este resultado corrobora nossa afirmação de que *os quarks de valência na nuvem mesônica são os quarks intrínsecos do núcleon*.

É também interessante notar que, com os parâmetros utilizados acima (que são os mesmos já utilizados anteriormente neste capítulo), a área total abaixo da curva na figura 4.6 é ~ 0.02 e tem a mesma ordem de grandeza da área sob a curva tracejada obtida em [52]. Isso significa que os dois cenários, aquele descrito na ref. [78] (na qual nós calculamos o charme intrínseco relacionando-o com o raio charmoso do núcleon) e aquele utilizado aqui (no qual nós associamos o charme intrínseco à distribuição de \bar{c} do núcleon), são consistentes. Existe também consistência com a hipótese de charme intrínseco da ref. [52].

4.6 Distribuição de Momento de Quarks Estranhos

No setor estranho as distribuições de quarks estranho e anti-estranho do mar no núcleon são experimentalmente bem conhecidas [73, 77]. Do ponto de vista teórico existem várias tentativas bastante citadas de estudar estas distribuições com o MCM.

Na ref. [72] apenas os quarks de valência nos estados intermediários Λ e K foram considerados na estimativa das distribuições de s e \bar{s} no núcleon. O procedimento mais correto é, no entanto, calcularmos a distribuição total de \bar{s} no núcleon com o MCM, levando em conta não apenas o \bar{s} de valência no káon, mas também os quarks \bar{s} 's de todos os estados hadrônicos estranhos intermediários. Temos que considerar o processo da figura 4.5a e o processo da figura 4.5b (no qual o fóton virtual atinge o barion) para todas as combinações méson-híperon relevantes.

Outra aproximação usada em [72] e em trabalhos posteriores é que a amplitude para encontrar um barion intermediário com fração de momento y no núcleon (processo da figura 4.5b) é a mesma para encontrar um méson intermediário com fração de momento $(1 - y)$ no núcleon (processo da figura 4.5a). Essa suposição conduz a um aumento da assimetria entre as distribuições de s e \bar{s} . Brown e colaboradores [80] foram além desta aproximação mas, ao calcularem o diagrama da figura 4.5b, desprezaram a virtualidade do bárion intermediário. Introduziram ainda um parâmetro adicional para garantir que o modelo possa gerar uma igual quantidade de estranheza e anti-estranheza e, portanto, nenhuma assimetria.

Como foi dito acima, o procedimento adotado nesses trabalhos leva em conta somente a estranheza intrínseca do núcleon e falha em reproduzir a distribuição estranha do núcleon a pequenos valores de x , onde a parte extrínseca é importante.

Na ref. [75] os autores consideraram a distribuição de \bar{s} do mar (além da distribuição de \bar{s} de valência) nos mesons, ao calcular a distribuição de \bar{s} do núcleon. No entanto, eles não incluíram a distribuição de \bar{s} do mar nos barions intermediários e isso não pode ser justificado.

Incluir a contribuição dos quarks do mar nos barions intermediários para calcular a distribuição de quarks do mar no núcleon conduz a uma equação auto-consistente bastante complexa, uma vez que um dos possíveis estados intermediários é justamente o par $N\pi$. Além disso, temos que conhecer ainda a distribuição de \bar{s} do mar nos estados Δ , Λ , Σ , Σ^* e em todos os outros barions intermediários no cálculo, para extrair a distribuição de \bar{s} do mar no núcleon. Como não existe nenhum conhecimento experimental acerca de todas elas, seria necessário fazermos suposições adicionais que reduziriam (ou talvez destruiriam) o poder preditivo do MCM.

Os comentários acima sugerem que o MCM tem sido utilizado de uma forma incompleta e que melhorá-lo através da inclusão de ingredientes que faltam seria inviável. Por outro lado, a conclusão a que nós chegamos nas seções anteriores oferece um caminho positivo ao MCM: restringir-se ao estudo das distribuições de momento de quarks intrínsecos.

Para calcular a estranheza intrínseca do núcleon nós seguiremos a ref. [75] e incluiremos somente o káon como estado mesônico intermediário e Λ , Σ e Σ^* como estados intermediários formados por hiperons. Portanto, nós podemos reescrever a eq. (4.20) como:

$$x\bar{s}_N^{(i)}(x, Q^2) = \sum_Y \int_x^1 dy f_{KY}(y) \frac{x}{y} \bar{s}_K^{(v)}\left(\frac{x}{y}, Q^2\right). \quad (4.26)$$

Ao incluirmos estados decupletos como estados intermediários formados por hiperons, temos que generalizar a eq. (4.21). Escrevemos então a distribuição de kaons na nuvem do núcleon como:

$$f_{KY}(y) = \tau_Y \frac{g_{KNY}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{T(t, m_N, m_Y)}{[t - m_K^2]^2} F_{KNY}^2(t), \quad (4.27)$$

com

$$T(t, m_N, m_Y) = \begin{cases} -t + (m_Y - m_N)^2 & Y \in 8 \\ \frac{((m_Y + m_N)^2 - t)^2 ((m_Y - m_N)^2 - t)}{12m_N^2 m_Y^2} & Y \in 10 \end{cases}, \quad (4.28)$$

para um um híperon intermediário octeto ou decuplete. Na equação acima t_{max} ainda é dado pela eq. (4.22) somente com m_Λ substituído por m_Y , a massa do híperon intermediário. Na eq. (4.27), τ_Y é um fator de Clebsh-Gordan de spin e sabor do grupo SU(6).

Para os acoplamentos káon-híperon nós seguimos a ref. [75] e os relacionamos aos acoplamentos pión-núcleon utilizando spin e sabor do grupo SU(6) [81]. Como mencionado anteriormente, não existe nenhuma razão especial para assumir uma parametrização particular para o fator de forma $F_{KNY}(t)$ no vértice núcleon-káon-híperon. Ele também é usualmente parametrizado nas formas de monopolo, dipolo ou exponencial. Uma comparação entre essas parametrizações pode ser encontrada na ref. [75]. Vamos adotar a forma exponencial:

$$F_{KNY}(t) = e^{(t - m_K^2)/\Lambda_{KNY}^2}, \quad (4.29)$$

com $\Lambda_{KNY} = 1200 \text{ MeV}$ [75].

Vamos, por simplicidade, usar $\bar{q}_\pi^{(v)}$, a distribuição de anti-quarks de valência no pión (que é melhor conhecida), como uma boa representação de $\bar{s}_K^{(v)}$, que aparece na eq. (4.26). Na figura 4.7 apresentamos a distribuição $\bar{s}_N^{(i)}$ obtida com a ajuda da parametrização SMRS [42] da função de estrutura do pión.

Comparando a figura 4.7 com a figura 4.6 vemos que, como era de se esperar, o charme intrínseco carrega mais momento que a estranheza intrínseca. Observamos também que $\bar{s}_N^{(i)}$ não vai a zero no limite $x \rightarrow 0$, em claro contraste com $\bar{c}_N^{(i)}$, que se anula nesse limite. Este comportamento diferente pode ser diretamente atribuído à diferença entre as funções $\bar{s}_K^{(v)}$ e $\bar{c}_D^{(v)}$ que aparecem respectivamente nas eqs. (4.26) e (4.20). A primeira é singular na origem enquanto que a última não o é. O aspecto da distribuição de estranheza intrínseca parece muito similar às parametrizações usuais de quarks do mar. No entanto, como pode ser visto na figura 4.8, ela tem uma diferença muito importante em relação à distribuição real do mar: $x\bar{s}_N^{in}(x)$ vai a zero quando x vai a zero. Na figura 4.8 nós também mostramos os dados da colaboração CCFR [73] e a distribuição de \bar{s} calculada na ref. [75]. Desta figura nós vemos claramente que, para $x > 0.3$, a distribuição intrínseca (nuvem) pode descrever razoavelmente bem os dados.

Do que foi dito acima nós podemos aprender alguma coisa a respeito do raio de estranheza do núcleon. De um modo geral, a ligação entre distribuições de momento de quarks estranhos

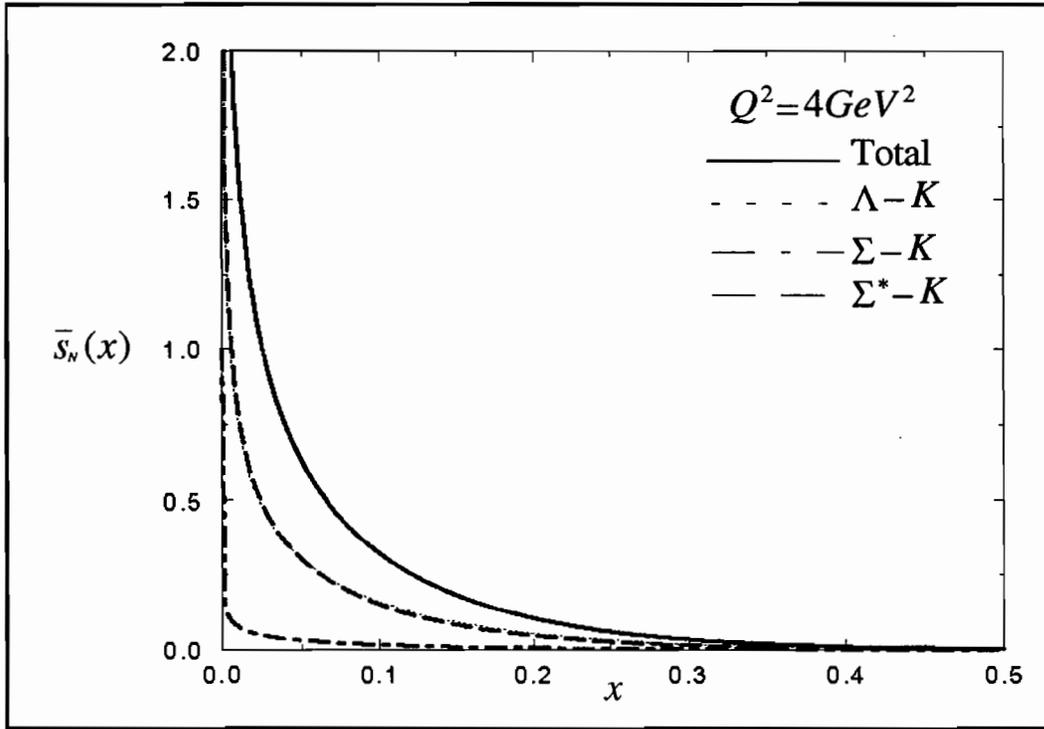


Figura 4.7: Distribuição de \bar{s} Intrínseco

e a distribuição espacial destes quarks ainda é obscura. Existem tentativas de fazer esta ligação através do formalismo do cone de luz [74, 68].

Sobre esta conexão nós podemos dizer, baseados nas considerações feitas acima, que, ao adotarmos o MCM para estudar simultaneamente as distribuições de quarks no núcleon e propriedades estáticas do núcleon tais como seu raio estranho, *os estados intermediários devem ser os mesmos!* Esperamos também que a importância relativa dos vários pares híperon-méson seja a mesma nos dois tipos de cálculo.

Nesta perspectiva uma conclusão interessante emerge da figura 4.7, onde mostramos a contribuição individual de cada par intermediário levado em conta no cálculo. Como pode ser visto, a contribuição do par $\Sigma - K$ é muito menor do que as outras, devido à pequena constante de acoplamento. Isto era esperado e esta contribuição foi, por esta razão, desprezada nos cálculos de loop das refs. [56, 59, 66]. Entretanto a contribuição do par $\Sigma^* - K$ é da mesma ordem de grandeza da contribuição do par $\Lambda - K$ (para todos os valores de x) e não pode ser desprezada.

Alguns cálculos teóricos do raio estranho do núcleon dão ênfase ao cálculo dos fatores de forma estranhos a partir de loops mesônicos e consideram apenas os estados intermediários mais baixos. Baseados em nosso resultado, podemos concluir que o estado intermediário

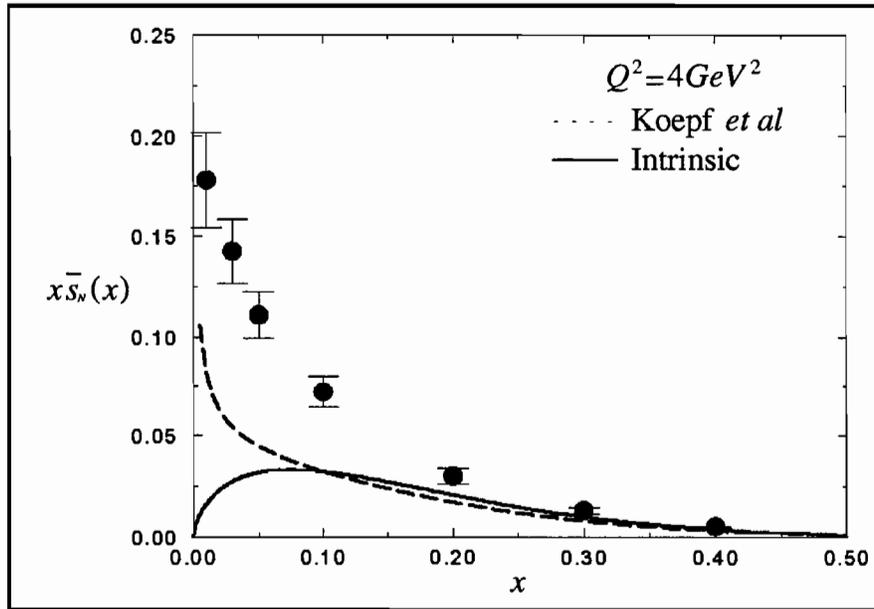


Figura 4.8: Distribuição de $x\bar{s}$ Intrínseco

$\Sigma^* - K$ é tão importante quanto o estado $\Lambda - K$ e deveria ser levado em conta nas estimativas do raio estranho do núcleon em cálculos de loop. Até o momento, apenas no artigo de Isgur e Geiger [69] foi feita a soma sobre todos os loops de méson-bárion. Neste trabalho mostra-se que, no contexto do modelo de quarks não-relativísticos no nível de um loop (méson-bárion), a soma sobre todos os estados excitados híperon-méson estranho produz delicados cancelamentos e o valor final do raio estranho termina sendo pequeno. Tendo em vista as aproximações usadas em [69] como, por exemplo, o uso de funções de onda de oscilador harmônico simples para barions e mesons e a forma especial do operador de criação de $s\bar{s}$ (que cria pares apenas na configuração 3P_0) é muito importante que a existência destes cancelamentos seja verificada de maneira independente. Neste sentido nosso cálculo da estranheza intrínseca do núcleon pode ser usado como um guia para se estimar a importância relativa de cada loop méson-bárion.

Concluindo esta seção, gostaríamos de dizer que o principal resultado aqui contido é a identificação da distribuição de anti-quarks obtida com os anti-quarks de valência do méson no MCM com a distribuição de anti-quarks intrínsecos. Esta última não pode ser comparada com a distribuição total de anti-quarks medida experimentalmente. A ela deve ser somada a contribuição extrínseca, que pelo menos para $x \leq 0.3$, tem papel dominante.

Capítulo 5

HADRONIZAÇÃO E PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

5.1 Partículas Carregadas

Nos capítulos anteriores estudamos os observáveis ligados à energia, que não exigem boa identificação de partículas. No entanto, para testar melhor o mecanismo de reação do IGM e saber mais sobre a fase inicial das colisões hadrônicas a altas energias é necessário ir além de medidas de calorimetria e estudar distribuições de momento de partículas específicas. Do ponto de vista experimental essa tarefa não é um grande problema, já que existem muitas e boas maneiras de identificar partículas. Do ponto de vista teórico esta passagem de estados inicial e intermediário com partons para estados finais contendo hadrons, conhecida como hadronização, é um problema que já foi atacado de diversas maneiras mas que não tem solução definitiva. A dificuldade está no fato de que até mesmo nos casos em que a parte inicial da reação é bem conhecida, como por exemplo na física de jatos de grandes energias, a hadronização é um fenômeno não-perturbativo, que envolve portanto baixos momentos transferidos, e por tratar-se de uma reação não pode ser estudada através da QCD na rede, que é o formalismo mais confiável para estudar fenômenos não-perturbativos. O uso de modelos é inevitável. Os mais populares são os modelos de cordas e os modelos que usam funções de fragmentação. A hadronização é diferente para cada tipo de parton que hadroniza e varia também conforme a energia do parton. A fragmentação de quarks bastante energéticos é relativamente bem conhecida fenomenologicamente através das funções de fragmentação. A situação é ainda melhor se os quarks forem pesados. O uso de QCD não-relativística (NRQCD) já permite hoje escrever funções de fragmentação a partir de primeiros princípios em termos de uns poucos parâmetros (elementos de matriz universais) que descrevem a interação não-perturbativa. No caso de gluons a fragmentação é ainda bastante mal conhecida.

No IGM existem duas regiões bem definidas e distintas onde ocorre a hadronização: a região central populada quase só por gluons e a região de fragmentação onde encontramos quase somente quarks bem energéticos e uns poucos gluons. Estas diferenças sugerem mecanismos de hadronização distintos, os quais serão discutidos abaixo.

5.1.1 Hadronização do CF

Como no IGM não usamos o conceito de corda teremos que parametrizar de outra forma o decaimento do CF em partículas finais. Será necessário introduzir alguns parâmetros livres no problema. Apesar de desagradável este exercício ainda vale a pena pois escolher parâmetros independentes da energia é possível ajustá-los a uma dada energia e fazer previsões para energias mais altas. O modelo conserva assim algum poder de previsão.

O CF tem massa $M = \sqrt{xy_s}$ que é tipicamente da ordem de dezenas de GeV 's e o número de partículas finais é relativamente grande. Nos casos tratados aqui ele é sempre maior do que dez e pode chegar a ser 50 em energias mais altas. Estas grandes multiplicidades sugerem que descrições estatísticas ou termodinâmicas sejam adequadas. Vamos então supor que o CF decai como uma bola de fogo que sofre expansão hidrodinâmica. A distribuição de rapidez das partículas carregadas produzidas por um determinado CF de massa M é dada por:

$$\frac{dn_M}{dy} = \frac{\langle n \rangle_{ch}^{CF}}{\sqrt{\pi L_M}} \exp \left\{ -\frac{(y - y_M)^2}{L_M} \right\} \quad (5.1)$$

onde

$$\langle n \rangle_{ch}^{CF} = a_0 + a_1 \ln M + a_2 \ln^2 M, \quad L_M = a_3(M)^{a_4}, \quad y_M = \frac{1}{2} \ln \frac{x}{y'} \quad (5.2)$$

e a distribuição final de rapidez, i.e., quando levamos em conta todas as possíveis massas, é dada por:

$$\frac{dn^{CF}}{dy} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy' \chi(x, y') \frac{dn_M}{dy'}(x, y') \theta(xy' - K_{\min}^2) \quad (5.3)$$

A expressão (5.1) é a famosa solução aproximada de Landau [82] para o modelo hidrodinâmico em uma dimensão. Para sistemas em equilíbrio térmico ela fornece uma descrição realista do movimento. Aqui, no entanto, não fazemos a hipótese de formação de equilíbrio térmico e a fórmula de Landau deve ser considerada apenas como uma fórmula empírica que descreve os dados experimentais de uma maneira econômica. Ela depende dos parâmetros a_0 , a_1 , a_2 , a_3 e a_4 que são independentes da energia e serão fixados através de ajuste de dados.

5.1.2 Hadronização do LJ

Como o LJ é composto basicamente por quarks rápidos podemos descrever sua hadronização através de funções de fragmentação [83]. Para levar estes cálculos adiante temos agora que especificar as distribuições de momento dos quarks de valência no LJ, a massa m_{LJ} do LJ e a fração de momento do LJ carregada pela partícula dominante que dele emerge.

A distribuição de momento dos quarks não é mais a distribuição inicial (conhecida das experiências de deep inelastic scattering), uma vez que o LJ já é um sistema resultante da interação $p - p$. Nós vamos assumir que ela seja dada por uma gaussiana centrada em um terço do momento total do LJ, x_L , e com uma certa largura Δ :

$$Q(x_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta}} \exp \left\{ - \left(x_i - \frac{x_L}{3} \right)^2 / \Delta \right\} . \quad (5.4)$$

A massa do LJ, m_{LJ} , é calculada a partir da energia E_{LJ} e do momento P_{LJ} , que, por sua vez, são obtidos somando-se respectivamente as energias e momentos dos i partons que compõem o sistema. Supondo que este sistema tenha momento transversal pequeno comparado com o longitudinal chegamos a:

$$m_{LJ}^2 = x_L \sum_{i=1}^3 \frac{Q_i^2 + k_{Ti}^2}{x_i} \quad (5.5)$$

onde Q_i ($\ll x_i\sqrt{s}/2$), k_{Ti} ($\ll \sqrt{s}/2$) e x_i são respectivamente a virtualidade, o momento transversal e o momento longitudinal fracionário do quark i . Da expressão acima vemos que m_{LJ} aumenta se o momento x_i de qualquer um dos i quarks de valência é pequeno com relação ao momento longitudinal (x_L) do LJ. m_{LJ} também cresce se Q_i^2 for grande. Isto significaria que o parton i está "super-vestido" de gluons. Finalmente m_{LJ} será grande se pelo menos um dos quarks sofrer um espalhamento semi-hard com um gluon ou quark do outro hádron e adquirir assim momento transversal k_{Ti} . Entre os mecanismos de geração de massa descritos acima e contidos na eq. (5.5) apenas o último é realmente consistente com o nosso modelo e será o único considerado aqui. Como nem sempre os quarks contidos no LJ sofrem interações semi-hard a expressão final para m_{LJ} é dada por:

$$m_{LJ} = \frac{m^h \sigma^h + m^s \sigma^s}{\sigma^h + \sigma^s} \quad (5.6)$$

onde σ^s e σ^h são as seções de choque parton-parton integradas no regime soft e semi-hard respectivamente e dependem de \sqrt{s} ($m^h = \sqrt{3}p_{T_{min}}$ é a massa no caso de espalhamento semi-hard, $p_{T_{min}} = 2.3 \text{ GeV}$ é o momento transversal mínimo adquirido por um parton durante um espalhamento semi-hard e $m^s = \sqrt{3}m_0 = \sqrt{3} \cdot 0.35 \text{ GeV}$ é a massa quando ocorrem apenas interações soft). Usando a massa do LJ e informações experimentais de processos e^+e^- [84], podemos estimar sua multiplicidade média de partículas carregadas:

$$\langle n \rangle_{ch}^{LJ} = 2.18 (m_{LJ})^{1/4} . \quad (5.7)$$

Para completar o esquema de hadronização do LJ precisamos especificar a fração do momento do LJ, x_L , carregada pela partícula dominante, x_{LP} . Algoritmos usados em física de raios cósmicos, como o de Gaisser e Stanev [11], sugerem que $x_{LP} = x_L/2$. Como consequência, ao aplicarmos as eqs. (5.8) e (5.10) abaixo para o estudo do decaimento do LJ em pions e análise dos dados de UA7 teremos que substituir x_L por $x_L/2$ no argumento da função delta e teremos também que subtrair a massa do bárion em (5.7): $m_{LJ} \rightarrow m_{LJ} - m_p$ ($m_p = 0.938 \text{ GeV}$).

Segundo o esquema de fragmentação independente um quark com momento x_i fragmenta-se em hadrons com momento x_h de acordo com as funções de fragmentação $D_q^h(z)$ com $z = x_h/x_i$. A distribuição final de momento destes hadrons, normalizada a $\langle n \rangle_{ch}^{LJ}$, será dada pela convolução:

$$\frac{dn}{dx_h} = \langle n \rangle_{ch}^{LJ} \int_{x_h}^1 dx_L f(x_L) \int \prod_{i=1}^3 dx_i \sum_{i=1}^3 Q(x_i) D_q^h \left(\frac{x_h}{x_i} \right) \delta \left(x_L - \sum_{i=1}^3 x_i \right) . \quad (5.8)$$

Da expressão acima nós obtemos a distribuição de rapidez através da seguinte mudança de variáveis:

$$x_h = \frac{2\mu}{\sqrt{s}} \sinh y,$$

onde $\mu = (\langle p_T \rangle^2 + m_h^2)^{1/2}$ é a massa transversal do hádron e $\langle p_T \rangle$ é o momento transversal médio do hádron produzido, que é uma função da rapidez e, aqui, dado pela seguinte fórmula usada pela colaboração UA7 [85]:

$$\langle p_T \rangle = \langle p_{T0} \rangle \left\{ 1 - \exp[a(y_{\text{beam}} - y - y_0)^b] \right\} \quad (5.9)$$

com $\langle p_{T0} \rangle = 0.35 \text{ GeV}$, $y_{\text{beam}} = \ln(\sqrt{s}/m)$, $y_0 = 1.7$, $a = -0.21$, $b = 2.0$ e $m = 0.938 \text{ GeV}$.

A distribuição final de rapidez é dada por

$$\frac{dn^{LJ}}{dy} = \frac{dn}{dx_h} \frac{dx_h}{dy} . \quad (5.10)$$

Por simplicidade nós assumimos que $D_u^h = D_d^h = D_{\bar{u}}^h = D_{\bar{d}}^h = D_u^{\pi_0}$ que é [83]:

$$D_u^{\pi_0}(z) = \beta \left[\frac{1}{2} + \beta \left(\frac{1}{z} - 1 \right) \right] (d+1)(1-z)^d \quad (5.11)$$

com $\beta = 0.4$ e $d = 2$. A função de fragmentação $D(z)$ diverge como $1/z$ em $z \rightarrow 0$ ou equivalentemente $x_h \rightarrow 0$. Esse comportamento causa problemas no cálculo das distribuições de momento. Nós a regularizamos através da seguinte troca:

$$\frac{1}{z} = \frac{x_i}{x_h} \rightarrow \frac{x_i}{\sqrt{x_h^2 + x_0^2}}$$

onde x_0 é o momento fracionário do mais leve hádron produzido, $x_0 \cong m_0/\sqrt{s}$.

5.1.3 Resultados e Discussão

Utilizando as eqs. (5.3) e (5.10) nós escrevemos a distribuição total de rapidez como

$$\frac{dn}{dy} = \frac{dn^{CF}}{dy} + \frac{dn^{LJ}}{dy} . \quad (5.12)$$

A distribuição de pseudorapidez é obtida de (5.12) por uma simples mudança de variáveis, $p_T \sinh \eta = \mu \sinh y$:

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{dn}{dy}(\eta) \frac{dy}{d\eta}(\eta) = \frac{dn}{dy}(\eta) \frac{\langle p_T \rangle}{\mu} \frac{\cosh \eta}{\cosh y(\eta)} \quad (5.13)$$

Na figura 5.1 mostramos distribuições de pseudorapidez calculadas com (5.13) e as comparamos com os dados das colaborações UA5 em diferentes energias [86] e CDF [87] em $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$.

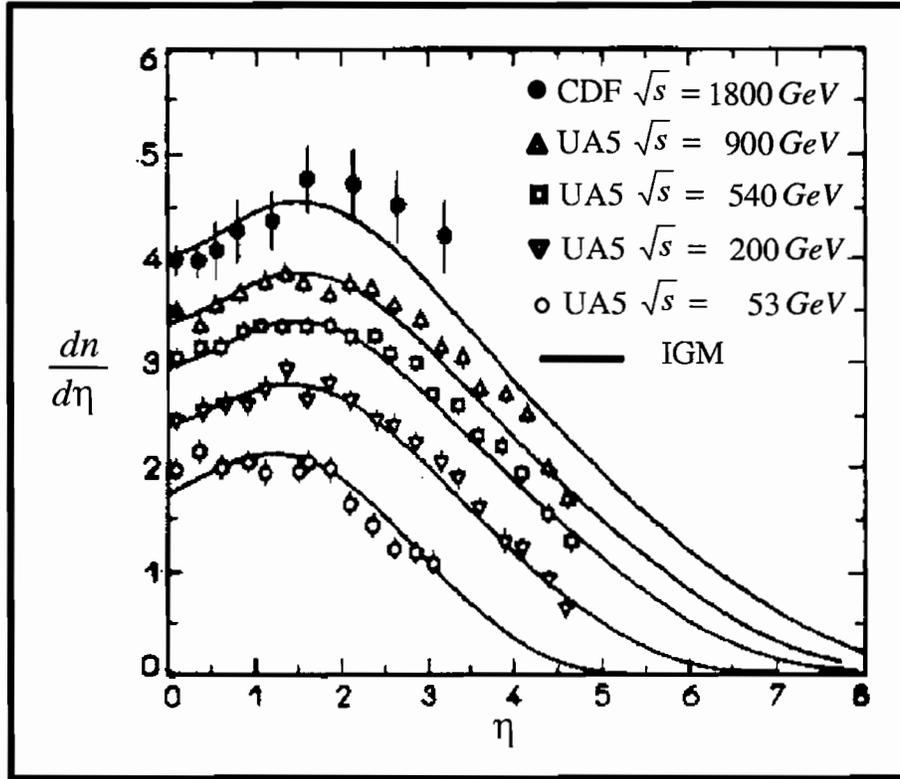


Figura 5.1: Distribuição de Pseudorapidez

Os parâmetros usados nesses cálculos são $a_0 = 3.77$, $a_1 = -1.91$, $a_2 = 4.13$, $a_3 = 7.00$ e $a_4 = 0.38$; Δ , que aparece em (5.4) foi tomado como sendo 1.0. Como pode ser visto, o acordo é bastante razoável. A figura 5.2 mostra uma comparação entre nossos cálculos e os dados da colaboração UA7 para π^0 's rápidos. Novamente um razoável acordo é encontrado.

A figura 5.3 mostra as contribuições relativas das regiões central e de fragmentação separadamente bem como a soma destas para duas diferentes energias. Nós primeiramente notamos que a região central dá uma significativa contribuição para a cauda da distribuição total em grande rapidez e também que a região de fragmentação dá alguma contribuição não desprezível para a parte de pequena rapidez da distribuição total. Nós também observamos que com o aumento da energia a contribuição proveniente do central fireball torna-se mais importante. Isso é assim porque a multiplicidade vinda da região de fragmentação (que

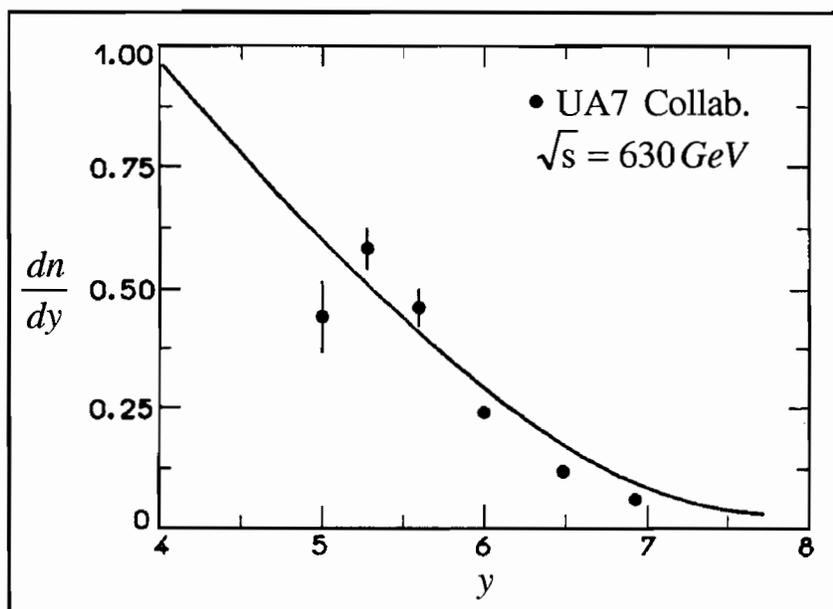


Figura 5.2: Distribuição de Rapidez

determina a normalização do $\frac{dn^{LJ}}{dy}$) depende de m_{LJ} , que cresce muito lentamente com a energia.

Na figura 5.4 mostramos a distribuição de pseudorapidez para duas energias diferentes. Mostramos também como estas curvas ficam quando desligamos a componente dos minijatos.

A figura 5.5 mostra a multiplicidade média carregada e a figura 5.6 a densidade central de pseudorapidez, ambas como função da energia da reação (\sqrt{s}). São também mostradas as contribuições relativas das regiões central e de fragmentação e os correspondentes dados experimentais. Como antes nós encontramos um bom acordo com os dados e o aumento da importância da contribuição da região central.

A título de comparação com outros modelos baseados em dinâmicas soft e semi-hard, mostramos nossos resultados para a multiplicidade (figura 5.7) e densidade central de rapidez (figura 5.8) com os resultados de HIJING [13] para as mesmas quantidades. Ambos os modelos descrevem os dados mas diferem significativamente quando a contribuição semi-hard (minijatos) é desligada. Enquanto que em HIJING a violação do scaling de Feynman (FS) na

região central (o crescimento de $\left. \frac{dn}{d\eta} \right|_{\eta=0}$ com \sqrt{s}) é inteiramente devida aos minijatos, no IGM esse comportamento é parcialmente devido às interações soft, existindo uma diferença apenas quantitativa quando minijatos são incluídos. Como apontado na ref. [86], quando todas distribuições de pseudorapidez da colaboração UA5 são plotadas no sistema do feixe,

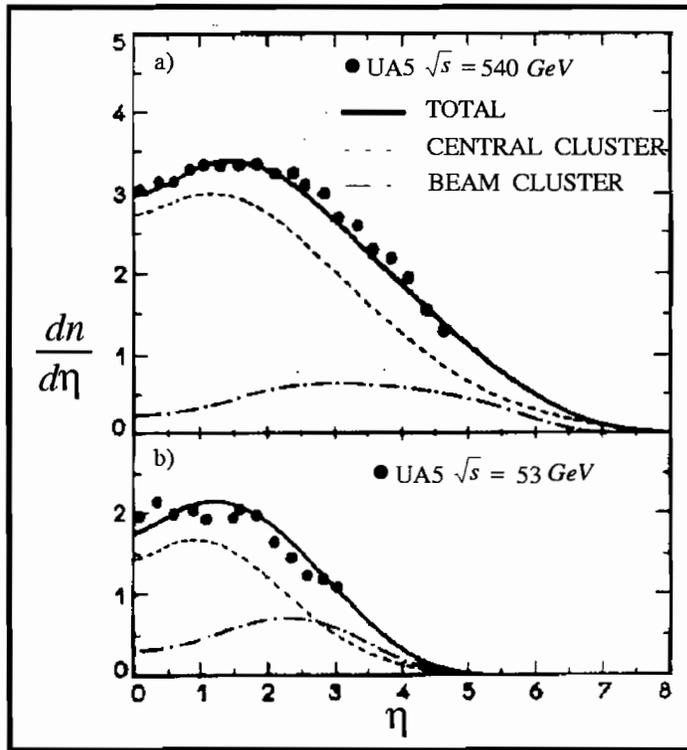


Figura 5.3: Contribuições Relativas na Distribuição de Pseudorapidez

isto é, como uma função de $\eta - y_{\text{beam}}$ (onde $y_{\text{beam}} = \ln \sqrt{s}/m_p$; m_p = massa do próton), nós observamos que todas as caudas dessas curvas praticamente coincidem. Isso significa que as caudas das distribuições de pseudorapidez têm todas o mesmo aspecto e são independentes da energia. Uma evidência adicional para o scaling de Feynman na região “para frente” pode ser encontrada nas análises da colaboração UA7.

Dessa análise concluímos que nosso modelo é consistente com todos os dados de distribuições de rapidez e ambos, teoria e experiência, são aproximadamente consistentes com o scaling de Feynman em grandes rapidez.

Vamos agora considerar K_e . Com as distribuições de pseudorapidez (5.13), nós podemos imediatamente calcular K_e utilizando a definição (2.7). Como a grande maioria das partículas carregadas são pions, a soma na eq. (2.7) pode ser substituída pelo fator $\frac{3}{2}$ para levar em conta pions neutros.

Na figura 5.9 apresentamos K_e em linhas cheias e K em linhas tracejadas (K foi calculada na ref. [3] e já mostrada na figura 2.4) como função de \sqrt{s} . As curvas inferiores mostram os resultados quando minijatos são desligados e somente têm lugar interações soft. As curvas superiores mostram o efeito da inclusão dos minijatos. Na figura 5.9a a energia vai até $2 TeV$

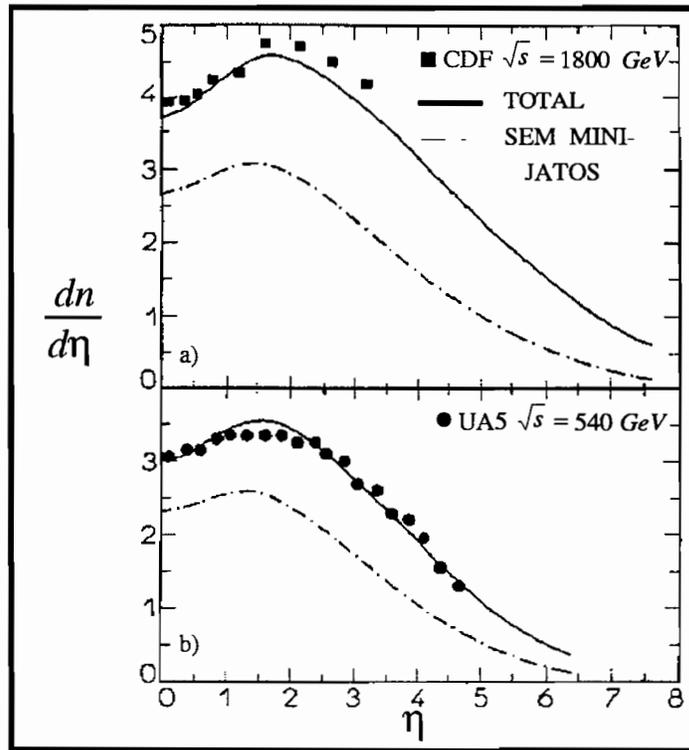


Figura 5.4: Contribuições Relativas na Distribuição de Pseudorapidez

e na figura 5.9b até $100 TeV$.

Nossa definição de K inclui por construção, a conservação de energia, isto é, $K \leq 1$ (cf. eq. (2.6)).

No cálculo de K_e , no entanto, a conservação de energia não é automática. Por isso, o valor de K_e depende do modelo de hadronização e da escolha dos parâmetros a_0 , a_1 , a_2 , a_3 e a_4 que foram fixados através do ajuste das distribuições de rapidez experimentalmente medidas. Esses dados, embora bastante seletivos, não eliminam completamente a ambiguidade na determinação dos parâmetros. Portanto é possível obter vários fits de mesma qualidade com diferentes conjuntos de parâmetros. Uma restrição adicional na escolha de a_0 , a_1 , a_2 , a_3 e a_4 deve ser que $K_e \leq 1$ para valores assintóticos da energia \sqrt{s} . Com a escolha dos parâmetros acima, a curva da inelasticidade (K_e) tende a um "plateau" entre 2 e $20 TeV$. Nós verificamos que com outras escolhas da fração de momento do leading jet (aqui tomado como a partícula dominante), ou seja com $x_{LP} = 0.1 x_L$, $0.5 x_L$ ou $0.9 x_L$, ainda podemos descrever os dados de distribuição de rapidez e obter, qualitativamente, o mesmo resultado no que diz respeito à dependência de energia de nossas inelasticidades.

Nosso modelo de hadronização é muito simples. Melhorias nesse modelo ou o uso de

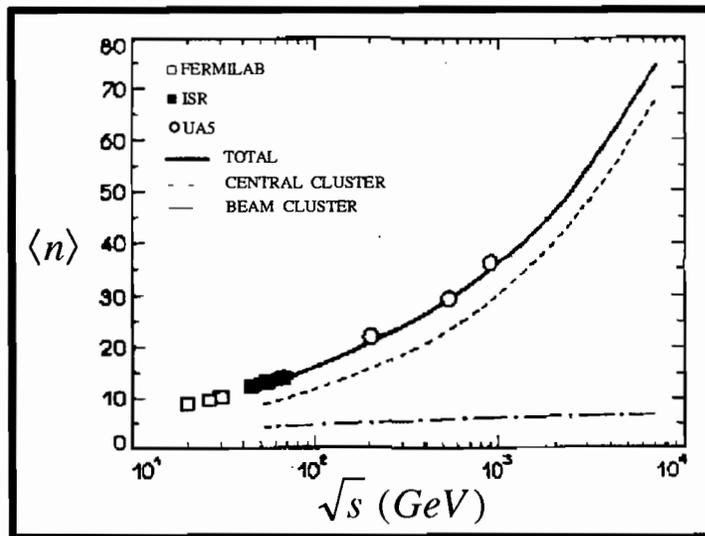


Figura 5.5: Multiplicidade Média

outro esquema de hadronização conduziram a mudanças quantitativas em K_e . Nós acreditamos que o procedimento de hadronização utilizado aqui não é nem o melhor nem o mais detalhado, mas ele conduz a um resultado razoável e não-exótico e portanto ele pode ser visto como representativo dos bons e complicados modelos. Além disso, apesar de usarmos vários parâmetros e hipóteses, tomamos o cuidado de não introduzir nenhuma dependência nova em \sqrt{s} . Assim, apesar de todo o “trabalho de cozinha” ainda estamos testando alguma coisa.

Tendo em mente as limitações de nossos cálculos e não se apegando a números precisos, uma clara conclusão emerge da figura 5.9: *minijatos conduzem a inelasticidades crescentes com a energia e o processo de hadronização não altera essa tendência*.

5.2 Produção de Charme

Nos cálculos com o modelo de charme intrínseco, ICM, um ingrediente essencial, além de P_{ic} , é o mecanismo de recombinação de quarks que liga os quarks charmosos intrínsecos e os quarks de valência do projétil. Além desta componente intrínseca (rápida) existe a outra (lenta) que é dada pela fusão de partons descrita pela QCD perturbativa e que produz partículas finais na região central de rapidez e pequenos momentos x_F 's. O ICM é assim um modelo de duas componentes no qual a componente central (fusão de partons) e a componente de fragmentação (contendo o charme intrínseco) são completamente independentes

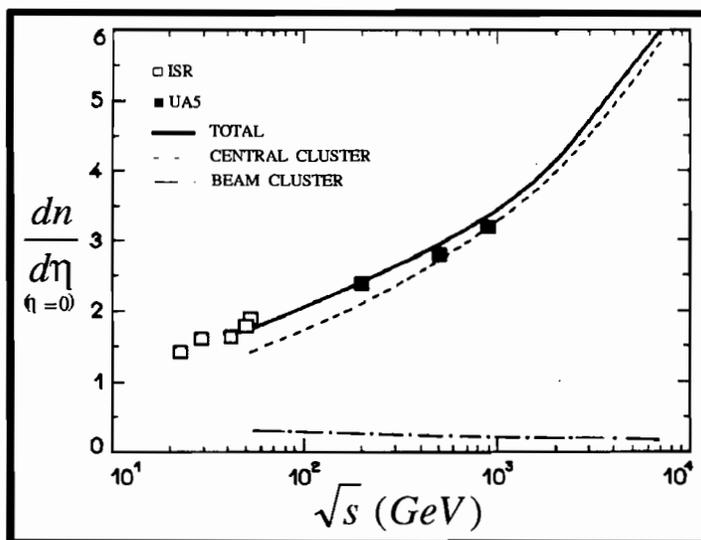


Figura 5.6: Densidade Central de Pseudorapidez

e somadas de uma maneira simples. Não há um vínculo de conservação de energia relacionando estas duas componentes. Um tal vínculo iria criar correlações cinemáticas entre elas. Nós pretendemos mostrar aqui que as correlações cinemáticas entre a produção central e a produção não-central são relevantes para o estudo das assimetrias observadas na produção de mesons charmosos e são também relevantes para o estudo da variação destas assimetrias com a energia. Podemos também dizer que o comportamento da assimetria está intimamente ligado ao escoamento de energia que ocorre numa reação, à inelasticidade K e à sua dependência com a energia, \sqrt{s} . Todos os modelos que tratam da produção de charme na região central concluem que não há assimetria nesta região. A assimetria vem da região de fragmentação (grande rapidez y). Assim sendo, se K cresce com a energia haverá menos energia disponível na região de grande y 's e como consequência haverá um "amolecimento" da distribuição em x_F das partículas dominantes. Esta afirmação é bastante genérica e independente dos mecanismos de hadronização que são universais e independentes da energia. Num cenário de K crescente as distribuições de x_F das partículas dominantes charmosas irão "mergulhar" na distribuição de partículas produzidas centralmente que, por sua vez, irão se tornar mais largas. A assimetria neste caso não será mais observada! O oposto também pode ser verdade se K diminuir com a energia. Neste caso o sistema dominante carrega uma fração crescente da energia, os mesons charmosos dominantes (provenientes do LJ) são mais rápidos e a assimetria resultante é maior. A dependência em \sqrt{s} , do efeito de partícula dominante na produção de charme, é relevante também por razões experimentais. A experiência E781, a ser realizada num futuro próximo no FERMILAB, está fortemente baseada na existência deste efeito. Uma vez que ela fará uso de feixes de pions a energias mais altas do que as

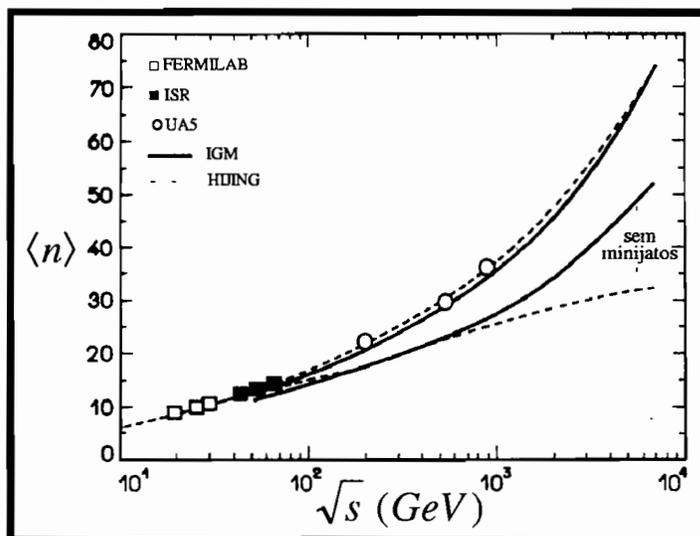


Figura 5.7: Multiplicidade Média Carregada

existentes, previsões das distribuições de charme dominante são necessárias.

O problema da assimetria pode ser bem formulado em termos de considerações cinemáticas. Toda a dinâmica estará contida na maneira como a energia inicial do projétil se distribui no espaço de rapidez. Nós poderíamos pensar que, se a energias mais altas a QCD perturbativa se torna mais importante, a produção central (e a deposição de energia na região central) será dominante e a assimetria se tornará menor ou mesmo desaparecerá.

5.2.1 Distribuições de Momento, Assimetrias e Dependência na Energia

Nesta seção vamos aplicar o IGM descrito anteriormente à produção de charme dominante.

A assimetria foi medida recentemente e com alta precisão no espalhamento $\pi - p$ e nós vamos então dar mais atenção a este processo. Como já foi visto no capítulo 2, a extensão do IGM para o caso $\pi - p$ é imediata, sendo suficiente mudar as distribuições de gluons e fazer a substituição $\sigma_{NN}^{inel} \rightarrow \sigma_{\pi N}^{inel}$. Na figura 5.10 nós apresentamos a descrição do IGM para uma colisão $\pi - p$ a altas energias.

Na figura 5.10a mostramos o escoamento de energia no IGM em uma colisão hádron-hádron a altas energias. O CF é formado através da ação cooperativa de um certo número de gluons (carregando uma fração do momento total x do pión), colidindo com um feixe semelhante que vem (carregando y) do núcleo alvo. A novidade é que agora consideramos

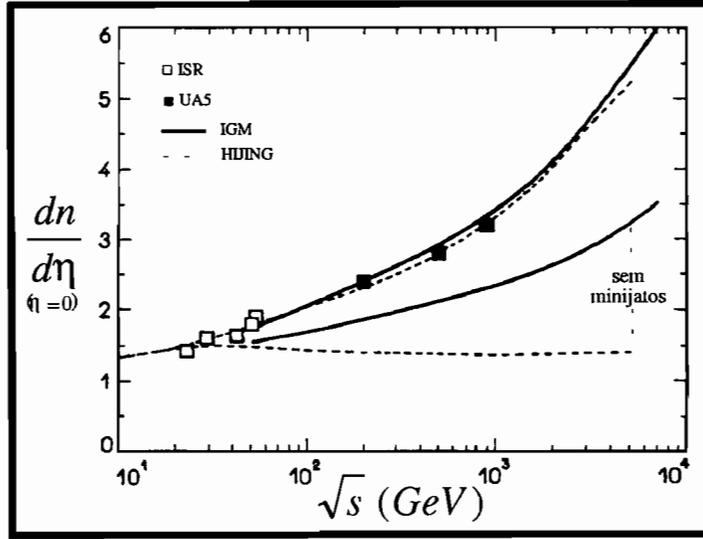


Figura 5.8: Densidade Central de Pseudorapidez

a possibilidade do CF produzir pares de mesons D 's.

No IGM a probabilidade de que isso ocorra é dada pela função $\chi(x, y)$. O pión remanescente que deixa a região central (isto é, seus quarks de valência e mais alguns gluons, que não interagiram) carregando momento x_L , sendo ele mesmo um objeto excitado, pode também produzir partículas (incluindo mesons D 's). Da função básica $\chi(x, y)$ podemos calcular as distribuições de momento do CF, $\chi(x_{CF})$, onde $x_{CF} = x - y$, e do LJ, $f_{LJ}(x_L)$:

$$\chi(x_{CF}) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \delta(x_{CF} - x + y) \chi(x, y) \theta(xys - 4m_D^2) \quad (5.14)$$

$$f_{LJ}(x_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \delta(1 - x - x_L) \chi(x, y) \theta(xys - m_0^2) \quad (5.15)$$

onde $m_D (= 1.8 \text{ GeV})$ e $m_0 (= 0.35 \text{ GeV})$ são respectivamente as massas do méson D e do estado mais leve produzido em tais colisões. Nas equações acima nós vemos claramente a conexão entre a produção nas regiões central e de fragmentação. As distribuições de momento dos sistemas que posteriormente darão origem às partículas charmosas são derivadas da mesma quantidade $\chi(x, y)$. $\chi(x_{CF})$ e $f_{LJ}(x_L)$ carregam toda a dependência com a energia (\sqrt{s}) envolvida no processo. Esta dependência está implícita nas duas distribuições, uma vez que $\chi(x, y)$ depende de \sqrt{s} e está também explícita nas funções teta. Na figura 5.10b mostramos a produção central de mesons $D\bar{D}$'s, onde $D(\bar{D})$ é um méson D carregando um quark $c(\bar{c})$. Note-se que, no espírito do IGM, a produção central ignora os quarks de valência do alvo e do projétil. Por causa disso, os mesons D 's centralmente produzidos

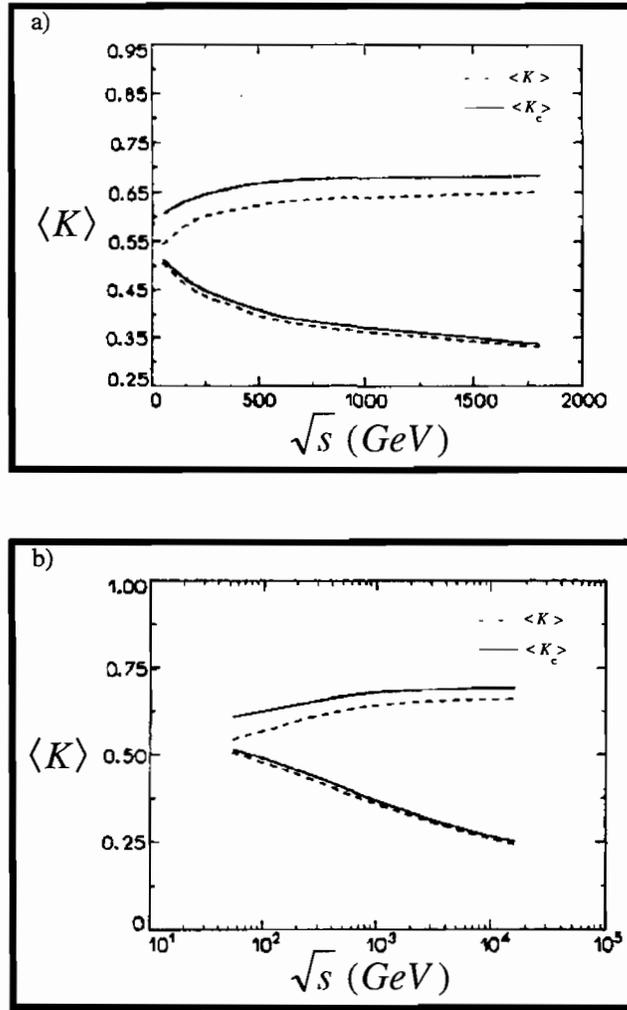


Figura 5.9: Inelasticidade Média como Função da Energia

não mostrarão qualquer efeito de partícula dominante. Existem dois modos de produzir mesons D 's a partir dos LJ's: por meio de fragmentação e por meio de recombinação. É assumido aqui que, sempre que houver energia suficiente, nós podemos ter também pares $\bar{c}c$'s no LJ (produzidos, por exemplo, pelos gluons remanescentes nesse objeto). Esses quarks charmosos podem sofrer fragmentação em mesons D 's, como mostrado na figura 5.10c, mas podem também se recombinar com os quarks de valência, como representado na figura 5.10d. Somente esse último processo produzirá assimetria. No caso do espalhamento pión-núcleon, os mesons charmosos dominantes medidos são D^- 's e os não-dominantes são D^+ 's. As distribuições inclusivas, em x_F , de mesons D^- 's produzidos pelo CF, por fragmentação (F) e por recombinação (R) no LJ são então dadas por:

$$\frac{d\sigma^{CF}}{dx_{D^-}} = \int_{x_{D^-}}^1 dx_{CF} \chi(x_{CF}) \int_{x_{D^-}}^{x_{CF}} dx_{\bar{c}} g(x_{\bar{c}}) D\left(\frac{x_{D^-}}{x_{\bar{c}}}\right) , \quad (5.16)$$

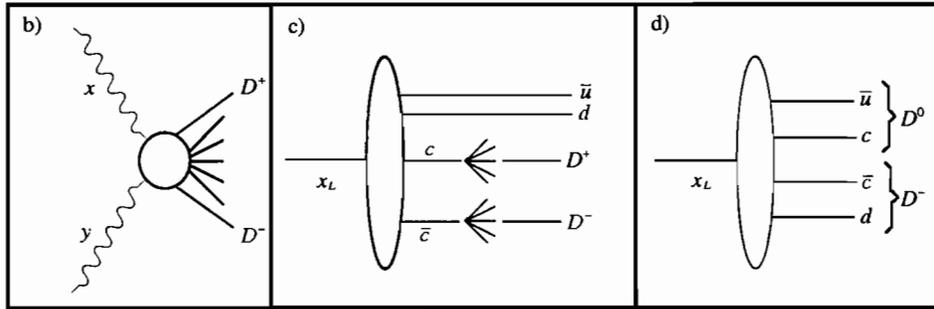
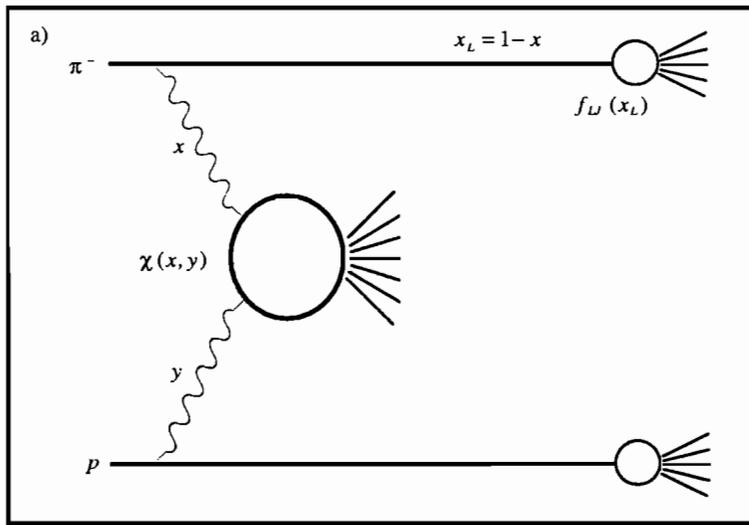


Figura 5.10: Colisão Píon-Núcleon no IGM

$$\frac{d\sigma^F}{dx_{D^-}} = \int_{x_{D^-}}^1 dx_L f_{LJ}(x_L) \int_{x_{D^-}}^{x_L} dx_{\bar{c}} g(x_{\bar{c}}) D\left(\frac{x_{D^-}}{x_{\bar{c}}}\right) , \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^R}{dx_{D^-}} = & \int_{x_{D^-}}^1 dx_L f_{LJ}(x_L) \int dx_c \int dx_{\bar{c}} \int dx_{\bar{u}} \int dx_d g(x_c) g(x_{\bar{c}}) f(x_{\bar{u}}) f(x_d) \\ & \cdot \delta(x_{D^-} - x_{\bar{c}} - x_d) \delta(x_L - x_{\bar{c}} - x_c - x_d - x_{\bar{u}}) , \end{aligned} \quad (5.18)$$

onde $f(x)$ e $g(x)$ são, respectivamente, funções de distribuição dos quarks de valência e dos quarks charmosos e os $D(z)$'s são as funções de fragmentação do quark c [53, 88].

As distribuições de momento do méson D^+ são dadas por (5.16) e (5.17) com as mudanças: $D^- \rightarrow D^+$, $\bar{c} \rightarrow c$. Esses mesons não-dominantes não serão produzidos por recombinação (eq. (5.18)). As funções $f(x)$ and $g(x)$ são essencialmente desconhecidas já que elas são distribuições de momento de partons dentro do CF e dentro do LJ depois da colisão. Como assumido anteriormente, os quarks de valência interagem fracamente. Por essa razão vamos aproximar $f(x)$ pelas distribuições do estado inicial dos quarks de valência e vamos usar as parametrizações SMRS [42]. No caso da distribuição do quark c , $g(x)$, a situação é menos clara. Os pares $c - \bar{c}$'s não vêm diretamente do mar: no CF eles são produzidos e no LJ eles

podem estar excitados. É portanto razoável pensar que os quarks charmosos são um pouco mais rápidos do que os quarks ordinários do mar. Assim nós utilizamos para $g(x_c)$ (e para $g(x_{\bar{c}})$) o ansatz proposto por Barger e colaboradores [89]:

$$g(x_c) = \left(\frac{1-x_c}{x_c} \right)^{1/2} \quad (5.19)$$

que é menos singular do que $1/x_c$ mas que ainda é mais soft que uma distribuição de charme intrínseco que comporta-se tipicamente como $x_c(1-x_c)$. As funções de fragmentação têm a forma proposta por Peterson [88]:

$$D_{c \rightarrow D}(z) = \frac{N}{z[1-1/z-\varepsilon/(1-z)]^2} \quad (5.20)$$

onde $\varepsilon \simeq \frac{\langle m_q^2 + p_{qT}^2 \rangle}{\langle m_Q^2 + p_{QT}^2 \rangle}$ e m_q e p_{qT} , m_Q e p_{QT} representam, respectivamente, a massa e o momento transversal dos quarks leves e dos quarks pesados e N é uma constante de normalização. No presente caso $\varepsilon \simeq 0.06$. Na figura 5.11 mostramos as contribuições (não-normalizadas) provenientes dos três processos acima (eqs. (5.16), (5.17) e (5.18)).

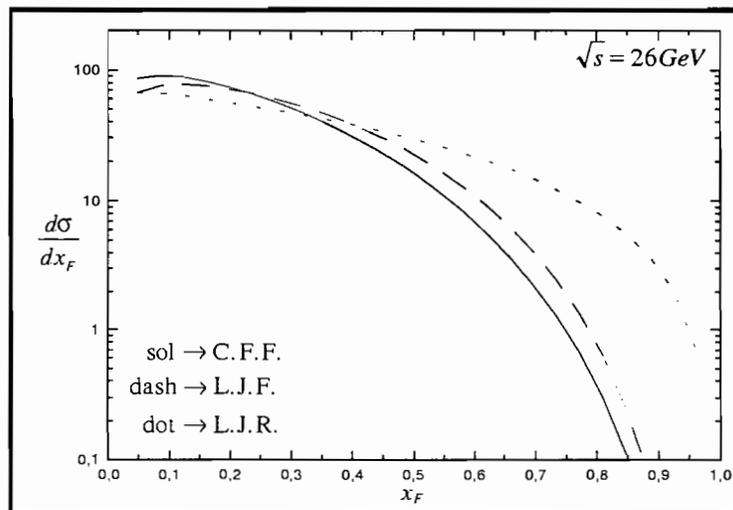


Figura 5.11: Contribuições para a Distribuição de x_F do Méson D

Como esperado, a produção central (linha cheia) conduz a uma distribuição em x_F de mesons D 's mais soft, recombinação no leading jet (linha pontilhada) conduz a uma distribuição final mais hard e a fragmentação do leading jet (linha tracejada) fica entre elas.

Isso é assim porque $\chi(x_{CF})$ é mais soft que $f_{LJ}(x_L)$ e porque o processo de recombinação adiciona momento, enquanto que o de fragmentação causa sempre alguma desaceleração.

Embora suaves, as curvas tracejada e pontilhada têm um pronunciado máximo para pequenos valores de x_D . Essa é uma consequência direta do comportamento de $g(x_c)$. Se ao invés da forma (5.19) tivéssemos utilizado uma distribuição de charme intrínseco, obteríamos uma forte supressão para pequenos x 's e um máximo ao redor de $x_D = 0.4 - 0.6$. Um comentário final acerca dessa figura é que nossa distribuição de D 's centralmente produzidos (linha cheia), é mais larga que aquela obtida a partir de cálculos com QCD perturbativa. Isso é devido ao mecanismo cooperativo existente no IGM que funde gluons soft, aumentando a energia depositada na região central, favorecendo valores mais altos de x e y (na figura 5.10a) e permitindo flutuações com mais altos x_{CF} 's. Considerando o que foi dito acima nós podemos concluir que o IGM é um modelo com duas componentes não muito diferentes uma da outra. Já o ICM apresenta duas componentes muito diferentes. Por esse motivo nós esperamos encontrar menores assimetrias que aquelas mostradas na ref. [53], mas isso depende, é claro, de como são misturadas as diferentes componentes.

No que se segue nós escrevemos a seção de choque diferencial como a soma das componentes provenientes do central fireball (CF) e do leading jet (LJ). Esta última é a soma das componentes de fragmentação (F) e de recombinação (R). Usando uma notação similar àquela encontrada na ref. [53]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_{D^-}} = (1 - \eta) \frac{1}{\sigma^{CF}} \frac{d\sigma^{CF}}{dx_{D^-}} + \eta \frac{1}{\sigma^{LJ}} \frac{d\sigma^{LJ}}{dx_{D^-}} \quad (5.21)$$

$$\frac{1}{\sigma^{LJ}} \frac{d\sigma^{LJ}}{dx_{D^-}} = (1 - \xi) \frac{1}{\sigma^F} \frac{d\sigma^F}{dx_{D^-}} + \xi \frac{1}{\sigma^R} \frac{d\sigma^R}{dx_{D^-}} \quad (5.22)$$

onde os parâmetros de mistura são ξ ($0 \leq \xi \leq 1$) e

$$\eta = \frac{\sigma^{LJ}}{\sigma^{CF} + \sigma^{LJ}} \quad (5.23)$$

No caso da distribuição dos mesons D^+ 's, as expressões acima são as mesmas mas $\xi = 0$. No ICM o parâmetro η foi escolhido como sendo 0.2 por causa da analogia entre σ_{ic} (nosso σ^{LJ}) e a seção de choque difrativa charmosa. Na ref. [90] os mesmos dados são descritos sem qualquer componente central. Isso corresponderia a tomar $\eta = 1$. Aqui, por causa da mistura cinemática entre CF e LJ, o valor de η é essencialmente livre. Vamos aqui escolher $\eta = 0.7$. Note-se também que, em nosso caso, $\xi = 0$ corresponde a nenhuma assimetria.

Os dados relativos à produção de charme aberto [49] aparentemente não mostram efeitos nucleares. Os dados recentes da ref. [91] (de grande estatística), mostram que na parametrização $\sigma^A/\sigma^N = A^\alpha$ o valor do expoente é $\alpha \simeq 1$ em todo o intervalo de x_F e p_T medidos. Assim sendo, utilizamos aqui (como todos os outros modelos que se referem a esses dados) o IGM para colisões hádron-núcleon. Devemos, no entanto, sempre ter em mente que efeitos nucleares significativos foram observados na dependência em x_F da seção de choque diferencial de hadroprodução de J/ψ [92].

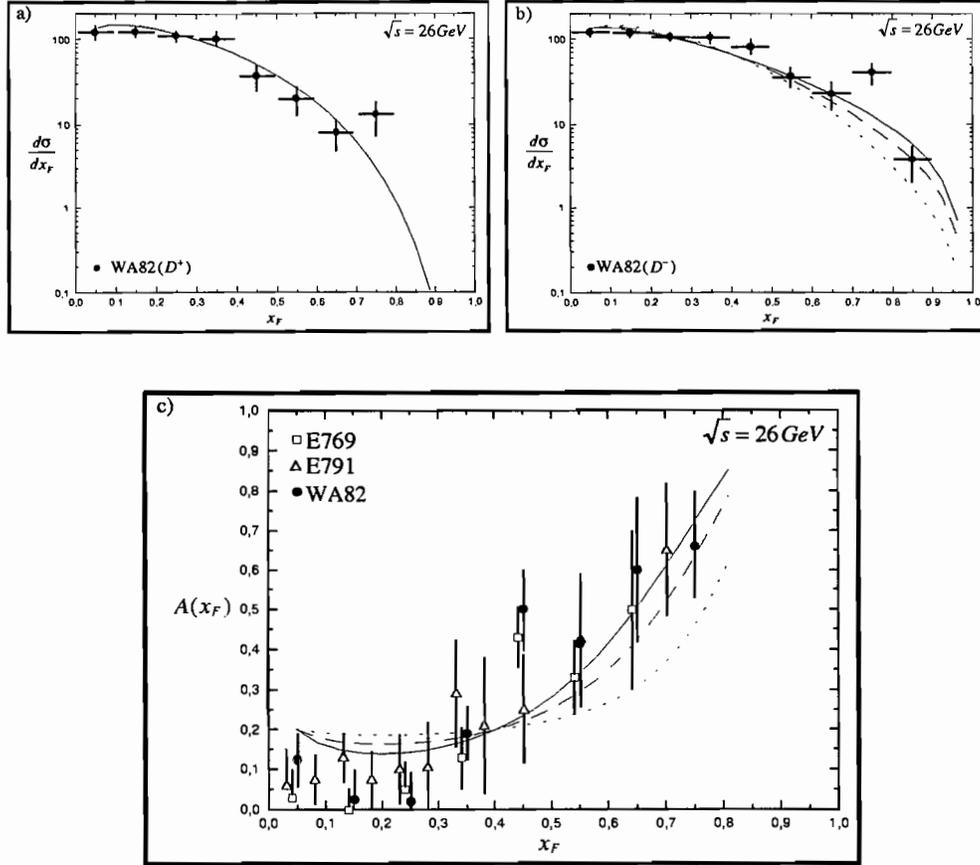


Figura 5.12: Distribuição de x_F dos Mesons D 's e Assimetria

Na figura 5.12 nós comparamos nossos cálculos com os dados da colaboração WA82.

As figuras 5.12a e 5.12b mostram respectivamente o espectro de x_F dos mesons D^+ e D^- e a figura 5.12c mostra a assimetria entre partículas dominantes e não-dominantes, dada por:

$$A(x_F) = \frac{\frac{d\sigma}{dx_{D^-}} - \frac{d\sigma}{dx_{D^+}}}{\frac{d\sigma}{dx_{D^-}} + \frac{d\sigma}{dx_{D^+}}} \quad (5.24)$$

Nas figuras 5.12b e 5.12c linhas cheias, tracejadas e pontilhadas correspondem, respectivamente, a $\xi = 0.8, 0.5$ e 0.2 . Os dados experimentais são das colaborações WA82, E769 e E791 [93]. Como pode ser visto, uma descrição satisfatória dos dados pode ser obtida com o IGM. O melhor acordo é obtido com uma grande quantidade de recombinação ($\xi = 0.8$). Isso é principalmente devido à nossa escolha de $g(x_c)$. Nós também pudemos verificar que a escolha de uma distribuição comum para os quarks charmosos do mar no CF e no LJ

implicaria $\eta = 1.0$ e $\xi = 1.0$ para uma descrição aceitável dos dados. Uma distribuição $g(x_c)$ de charme intrínseco poderia funcionar com valores menores de η e ξ . A conclusão parece ser que, embora os dados não excluam como input distribuições usuais do mar, boas descrições dos dados podem ser obtidas com distribuições de charme do tipo (5.19) com valores mais razoáveis dos parâmetros, ou aquelas utilizadas na ref. [53].

Vamos agora considerar a dependência da assimetria com a energia. Todos os detalhes concernentes às particularidades da produção de charme são independentes da energia. Nas equações (5.21) e (5.22), η , ξ e as distribuições diferenciais, ou seja, tanto o aspecto como a normalização das curvas, podem depender de \sqrt{s} . Por simplicidade assumimos que ξ não varia com a energia. As distribuições $\frac{d\sigma}{dx_{D^-}}$ dependem de \sqrt{s} através de $\chi(x_{CF})$ e $f_{LJ}(x_L)$. O comportamento destas funções com a energia é mostrado respectivamente na figuras 5.13a e 5.13b.

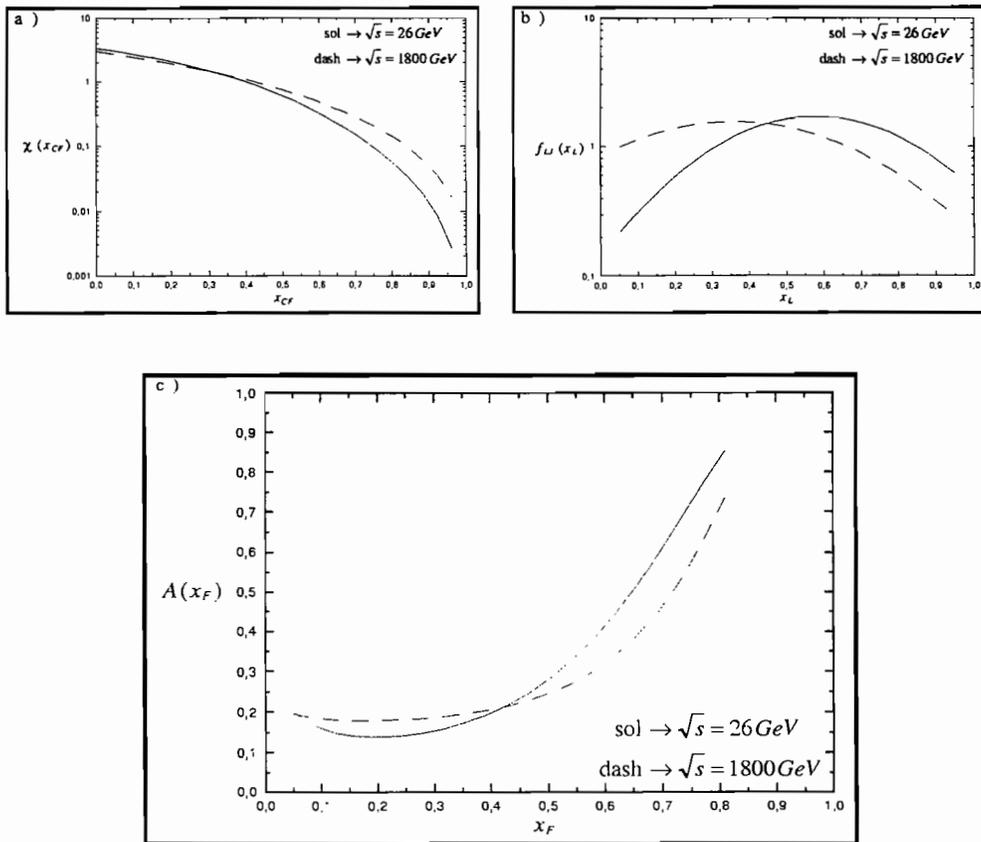


Figura 5.13: Dependência com a Energia das Distribuições de x_F e da Assimetria

Observamos um modesto alargamento de $\chi(x_{CF})$, implicando em um pequeno aumento de $\langle x_{CF} \rangle$ e um amolecimento de $f_{LJ}(x_L)$ com a correspondente redução de $\langle x_L \rangle$. A análise da produção de partículas carregadas feita anteriormente, até energias do Tevatron, sugere que o valor de η decresce por um fator 3, quando se vai desde energias do ISR até as do

Tevatron. Assumindo uma redução similar para o caso da produção de partículas charmosas, η varia de 0.7 a 0.25. Calculamos então novamente todas as expressões acima para $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$. O resultado para a assimetria é mostrado na figura 5.13c com a linha tracejada. Para comparação, nós mostramos na mesma figura (com linha cheia), a assimetria para $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$ calculada anteriormente. Ela decresce 20% na região de $x_F \geq 0.5$. Embora essa não seja uma mudança muito significativa, ela ilustra a tendência. No entanto, nós sabemos que a assimetria vai a zero assintoticamente, quando $\eta \rightarrow 0$. Isto acontece porque o IGM prevê que a energias mais altas, a deposição de energia na região central aumenta devido a ação dos minijatos, o que implica em dois efeitos: um crescimento da multiplicidade central (e portanto em um aumento de $1 - \eta$) e um amolecimento da distribuição de momento do leading jet. Nós podemos portanto concluir que, a despeito dos detalhes da produção de charme, esses dois efeitos combinados reduzem a assimetria. É interessante mencionar que os dados experimentais mostrados na figura 5.13c vêm de três colaborações E769, WA82 e E791 com energias do feixe respectivamente de 250, 340 e 500 GeV . No sistema do centro de massa isso corresponde à variação de $\sqrt{s} = 23 \text{ GeV}$ a $\sqrt{s} = 33 \text{ GeV}$. Essa variação de energia é pequena, as barras de erro são grandes e portanto nenhuma mudança na assimetria é ainda visível. A energias mais altas há uma possibilidade de verificar esse comportamento experimentalmente no RHIC ou no LHC.

5.2.2 Beleza Dominante

Como extensão de nossa análise calculamos agora a assimetria na produção de mesons B . Isso é feito pela simples troca de m_D por $m_B (= 4.75 \text{ GeV})$ na expressão (5.14) e $\varepsilon = 0.06$ por $\varepsilon = 0.006$ em (5.20). Em princípio também deveríamos mudar $g(x)$ mas, em uma primeira estimativa, vamos manter o ansatz (5.19). Se nós usássemos uma distribuição intrínseca para $g(x)$ ela seria muito fracamente dependente da massa do quark pesado [53]. Na figura 5.14 mostramos a distribuição $\chi(x_{CF})$ para a produção de charme (linha tracejada) e de beleza (linha cheia) com as mudanças apropriadas na eq. (5.14).

A energia é $\sqrt{s} = 26 \text{ GeV}$. O efeito de aumentar o limiar de produção ($m_D \rightarrow m_B$ na função teta na eq. (5.14)) é selecionar eventos com um CF mais massivo e com maiores limites inferiores para x e y , suprimindo portanto valores maiores de $x_{CF} = x - y$ relativos à produção de charme (no limite de total deposição de energia, isto é, $x = y = 1$, o CF estaria em repouso). Esse efeito é no entanto muito pequeno. Isso é esperado e visto na figura 5.14. Na figura 5.15a mostramos as distribuições em x_F de mesons D 's e B 's não-dominantes. Na figura 5.15b fazemos a mesma comparação para mesons dominantes.

A energia é a mesma que a da figura 5.14 e os parâmetros são os mesmos de antes ($\eta = 0.7$ e $\xi = 0.8$). Os espectros não-dominantes são calculados com as eqs. (5.16) e (5.17). A função de fragmentação de Peterson que aparece nessas equações é muito sensível ao valor de ε . No caso da beleza, a forte redução de ε torna a função de fragmentação fortemente picada para valores muito grandes de z . Os mesons B 's produzidos estarão portanto muito menos desacelerados que os mesons D 's. Esse efeito compensa o anterior e a distribuição

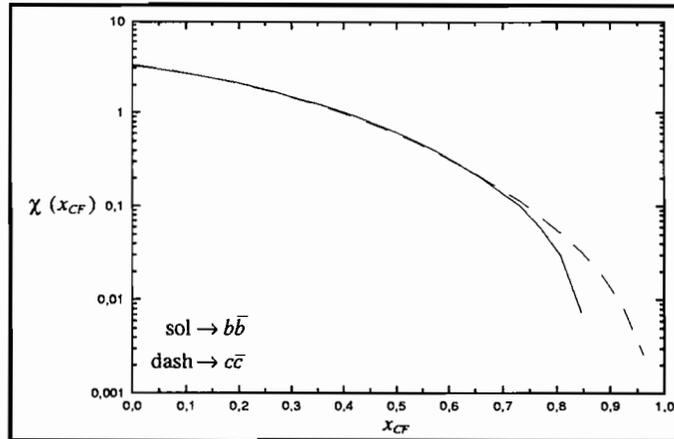


Figura 5.14: Produção Central de $c - \bar{c}$ e $b - \bar{b}$

final de mesons B 's não-dominantes é mais dura do que a de mesons D 's não-dominantes.

As distribuições dominantes incluem recombinação, dada pela eq. (5.18), que não é alterada pela mudança na massa do quark pesado. Por causa disso, o espectro na figura 5.15b exibe o mesmo comportamento qualitativo (B 's mais rápidos que D 's) visto na figura 5.15a mas a diferença entre B 's e D 's é menor. As assimetrias de B^-/B^+ (linhas cheias) e D^-/D^+ (linhas tracejadas) são mostradas na figura 5.16 para $\sqrt{s} = 26$ e 1800 GeV .

A assimetria no caso da beleza é cerca de 50% mais fraca do que no caso do charme em $x_F = 0.8$ e ambas mostram um decrescimento similar com a energia.

O IGM leva em conta a correlação entre deposição de energia na região central e a distribuição de momento de partícula dominante. Ele descreve a produção de mesons charmosos de um modo natural e satisfatório e faz a previsão de que, a energias mais altas, o aumento da inelasticidade K levará a uma diminuição da assimetria na produção de quarks pesados. Ele também prediz uma assimetria mais fraca para o caso da beleza. Nós acreditamos que essa questão também deveria ser tratada por outros modelos que se ocupam do estudo da assimetria na produção de sabores pesados [94].

5.3 Produção de Estranheza

No caso da produção de estranheza podemos usar o mesmo formalismo desenvolvido para partículas carregadas, que é basicamente o IGM, complementado por alguma prescrição de fragmentação. No que se refere à produção central o tratamento é basicamente o mesmo. No caso de partículas carregadas, as grandes multiplicidades justificam um tratamento estatístico. Em relação ao charme, por causa da (relativamente) grande massa das partículas charmosas, podemos dizer que o CF é composto quase que somente de partículas charmosas

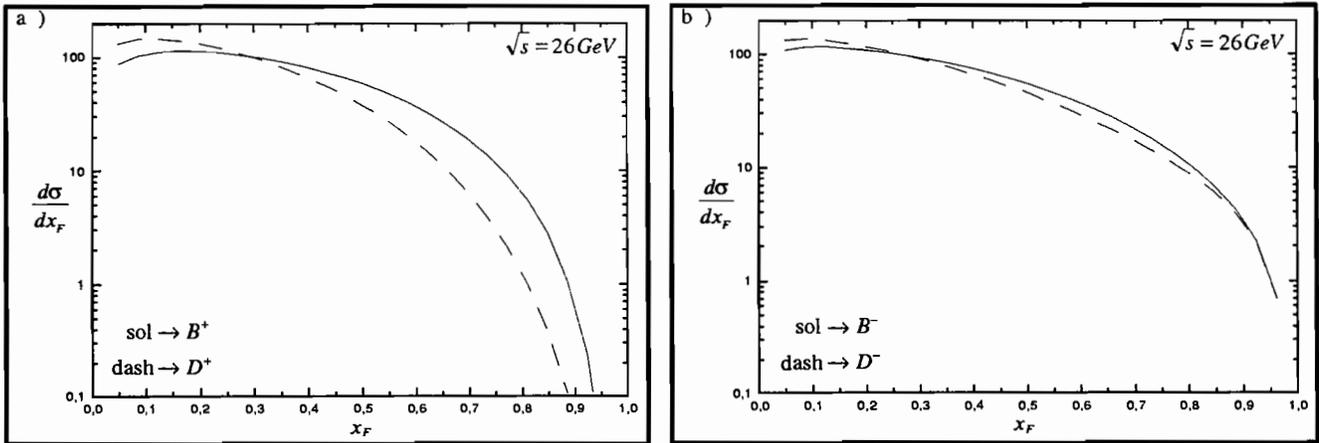


Figura 5.15: Distribuição de B 's e D 's

e desprezar os outros tipos de partículas.

Ao descrevermos a produção de partículas dando ênfase à distribuição de energia, como estamos fazendo aqui, a região de fragmentação parece ser a mais interessante, onde podemos testar hipóteses físicas de uma maneira mais limpa. Podemos, por exemplo, verificar se a hipótese de charme intrínseco é boa e, além disso, testar o modelo de nuvem mesônica, que é o que faremos a seguir. A produção a grandes x_F 's é também chamada, sem rigor, de "produção difrativa". Vamos, às vezes, utilizar essa terminologia mas sempre lembrando que nesta seção ela não implica necessariamente na medição simultânea de gaps de rapidez, como era o caso no capítulo 2.

Vamos, usando o modelo de nuvem mesônica, analisar os dados de produção de estranheza. Mais especificamente, vamos dirigir nossa atenção para as distribuições em x_F de K 's e Λ 's produzidos em colisões $p - p$ a $p_{lab} \simeq 200 - 400 \text{ GeV}/c$. Esses dados podem ser entendidos com modelos de cordas em diferentes formulações [95, 96]. No entanto, se a nuvem de mesons é responsável por eventos com gap de rapidez no HERA (como já foi sugerido na ref. [71]), que representam uma fração de aproximadamente 10% de todos os eventos, ela deve ser igualmente importante em outros experimentos e, em particular, ela deve, no mínimo parcialmente, explicar a produção de estranheza a média e grande rapidez. No caso da nuvem mesônica estranha, os parâmetros da nuvem (cut-off e constante de acoplamento) são conhecidos de outros tipos de experiência e um cálculo sem parâmetro livre é possível.

Outra razão para utilizar o MCM no estudo da produção de estranheza é que os modelos de corda (ver nesse caso particular a ref. [95]), parecem produzir espectros de partículas estranhas com uma dependência muito forte com a energia, não observada nos dados experimentais. O modelo de nuvem mesônica, por outro lado, em sua versão original, não possui dependência em \sqrt{s} . No cenário adotado aqui, em uma fração considerável dos eventos os

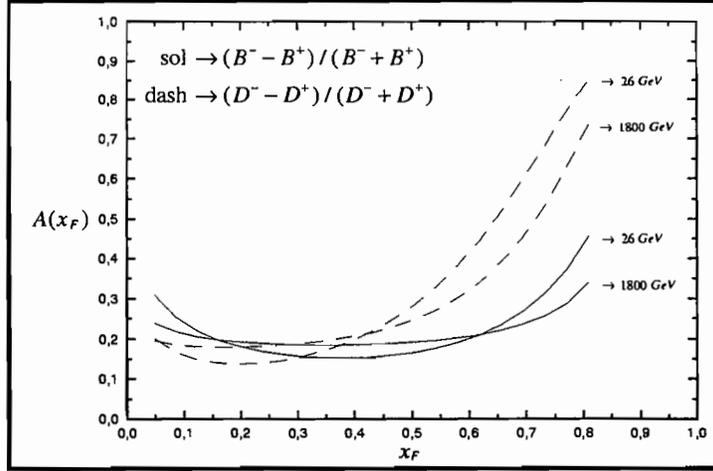


Figura 5.16: Assimetrias de B 's e D 's em Diferentes Energias

Λ 's e K 's já pré-existem como estados virtuais no projétil, carregando, respectivamente, momentos fracionários y_Λ e y_K , relativos ao momento do núcleon. No modelo de nuvem mesônica, eles obedecem à distribuição $f_K(y)$, dada por:

$$f_K(y) = \frac{g_{K\Lambda}^2}{16\pi^2} y \int_{-\infty}^{t_{max}} dt \frac{[-t + (m_\Lambda - m_N)^2]}{[t - m_K^2]^2} F^2(t), \quad (5.25)$$

onde $t = k^2$ é a virtualidade do méson. Na expressão acima, $F(t)$ é um fator de forma para o vértice $K\Lambda$ e t_{max} é o máximo valor de k^2 , determinado pelo vínculo cinemático:

$$t_{max} = m_N^2 y - \frac{m_\Lambda^2 y}{1 - y}. \quad (5.26)$$

Para o fator de forma $K\Lambda$ nós usamos a forma exponencial:

$$F_{K\Lambda}(t) = e^{(t - m_K^2)/\Lambda_{K\Lambda}^2}, \quad (5.27)$$

Nas expressões acima m_N , m_Λ e m_K são respectivamente a massa do núcleon, a massa do Λ intermediário e a massa do méson K . $\Lambda_{K\Lambda}$ é o parâmetro de corte do fator de forma. No MCM existem dois parâmetros envolvidos: o cut-off acima mencionado e a constante de acoplamento núcleon-báron-méson, $g_{K\Lambda}$. Não estamos interessados aqui nos números absolutos mas sim em distribuições diferenciais. Outros processos também são responsáveis pela produção de estranheza. A nuvem é considerada para explicar apenas a parte rápida do espectro, sendo então incapaz de dar conta da seção de choque total e da normalização global dos espectros. A constante de acoplamento sempre aparece como um fator multiplicativo e assim sendo ela é irrelevante em nosso caso. Ainda que não esteja livre, o cut-off $\Lambda_{K\Lambda}$ é portanto o único parâmetro existente, sendo que seu valor já foi fixado em outras aplicações

do MCM. Na ref. [75] uma extensa discussão a respeito do valor apropriado para esse cut-off foi feita. Em nossa análise nós utilizamos o menor valor ($\Lambda_{KN\Lambda} = 750 \text{ MeV}$) e o maior valor ($\Lambda_{KN\Lambda} = 1200 \text{ MeV}$) compatíveis com estudos fenomenológicos e teóricos. O fator de forma exponencial não é a única possibilidade de escolha. Nós poderíamos utilizar tanto uma forma monopolar quanto uma forma dipolar. Diferenças entre as várias formas não são particularmente importantes e, ademais, como mostrado na ref. [75], é possível “traduzir” um fator de forma com seu cut-off para outro fator de forma com outro cut-off, sendo o resultado global aproximadamente equivalente. Nós nos restringimos portanto à forma exponencial (5.27).

Como estamos interessados em dados a baixos p_T 's, é razoável pensar que o projétil é perturbado mas não destruído pela interação. Através de interações soft ele é desacelerado, conservando uma fração x_L de seu momento original. Essa interação é suficiente para colocar a ambos, Λ e K presentes na nuvem, com momentos x_Λ e x_K , na camada de massa. É importante assinalar que depois da interação nós temos:

$$x_K + x_\Lambda = x_L \quad (5.28)$$

mas a função $f_K(y)$ não é significativamente alterada. Para pequenos valores de x_L (grande perda de energia pelo projétil) essa aproximação torna-se injustificada. Uma aproximação similar tem sido utilizada na série de trabalhos sobre charme intrínseco por Vogt e Brodsky [97], onde foi assumido que partículas virtuais são trazidas para a camada de massa através de interações soft conservando suas distribuições de momento (“intrínsecas”). A distribuição de momento do káon é, portanto, dada pela convolução:

$$\frac{dN}{dx_K} = \int_{x_K}^1 \frac{dx_L}{x_L} g(x_L) f_K\left(\frac{x_K}{x_L}\right) \quad (5.29)$$

onde a função $g(x_L)$ é a distribuição de momento do próton excitado emergente e pode ser aproximada pelo espectro do próton dominante que, no intervalo de energia considerado aqui, foi medido. Nós parametrizamos os dados da ref. [30] como:

$$\frac{x_L}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx_L} = a x_L^2 + b x_L + c \quad (5.30)$$

Como os dados cobrem apenas o intervalo $0.3 \leq x_F \leq 0.88$, muitas escolhas de parâmetros são possíveis. O correspondente espectro será diferente na região não medida e pode afetar as distribuições finais de partículas estranhas. Para conhecer mais quantitativamente a influência do espectro de partícula dominante sobre os resultados nós tomamos dois conjuntos de parâmetros: $a = 0$, $b = 13.56$ e $c = 1.51$ (conjunto I) e $a = -4.77$, $b = 19.18$ e $c = 0$ (conjunto II). Na figura 5.17 nós mostramos a parametrização (5.30) com o conjunto I (linhas cheias), com o conjunto II (linhas tracejadas) e dados experimentais. Há uma diferença na região de pequenos x 's ($x \leq 0.3$).

Uma curva mais alta nessa região pode conduzir a um alargamento no espectro da partícula estranha na mesma região de x . Diferenças na região de pequenos x 's não são um problema sério, já que nós não fazemos nenhuma tentativa de sermos precisos nesse domínio, onde o cenário de nuvem provavelmente não funciona muito bem.

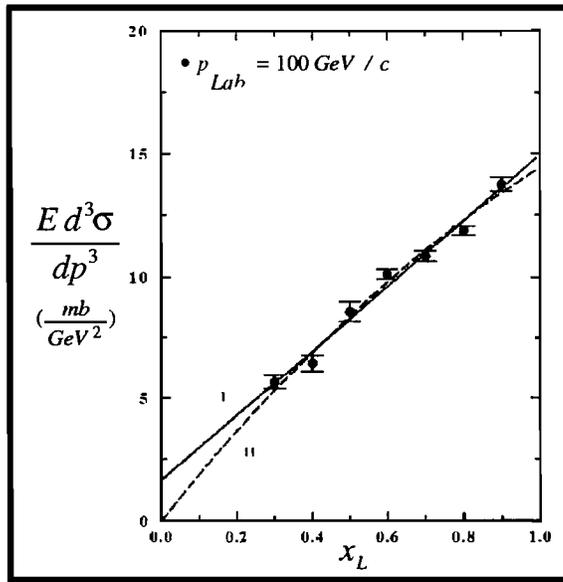


Figura 5.17: Parametrização do Espectro de Partícula Dominante

A inclusão do espectro de partícula dominante aqui é essencial em dois aspectos. Em primeiro lugar, sem ele os espectros de K 's e de Λ 's seriam muito mais estreitos e também muito mais picados para a frente. Eles estariam irremediavelmente longe dos pontos experimentais. Em segundo lugar, o espectro do próton dominante contém toda a dependência com a energia do problema. A nuvem em si tem as mesmas propriedades para todas as energias. A distribuição de momento da partícula dominante, $g(x_L)$, nunca foi medida a energias mais altas. Com o IGM é possível, pelo menos, fazer previsões.

A distribuição em x_Λ é obtida com a hipótese [72] de que a amplitude para se encontrar um bárion com fração de momento y no núcleon é a mesma para se encontrar um méson intermediário com fração de momento $(1 - y)$ no núcleon. Nós temos então:

$$\frac{dN}{dx_\Lambda} = \int_{x_\Lambda}^1 \frac{dx_L}{x_L} g(x_L) f_K(1 - \frac{x_\Lambda}{x_L}) \quad (5.31)$$

Como estamos interessados na produção inclusiva de K 's, deveríamos, em princípio, incluir outros tipos de nuvens e as flutuações $K\Sigma$ e $K\Sigma^*$ do núcleon. A eq. (5.25) então incluiria uma soma sobre todos esses estados virtuais como na maior parte dos trabalhos com o MCM [75]. Estados contendo Σ são mais massivos que aqueles contendo Λ . Além do mais, de acordo com estimativas fenomenológicas [81], a constante de acoplamento $g_{KN\Sigma}$ ($= 2.69$) é muito menor comparada a $g_{KN\Lambda}$ ($= 13.98$). Nós portanto não esperamos que estes estados sejam importantes aqui. Já a constante de acoplamento $g_{KN\Sigma^*}$ ($= 14.3$) é relativamente grande [75]. Além disso, na ref. [98] e também no capítulo anterior foi mostrado que o estado $K\Sigma^*$ fornece uma contribuição não desprezível para a distribuição de $\bar{\pi}$ no núcleon. Um cálculo numérico da função $f_K(y)$ para o caso $K\Sigma^*$ [75, 98] mostra que o resultado é muito

semelhante em aspecto ao resultado da eq. (5.25). O Σ^* parece relevante na constituição do mar estranho do núcleon mas, por outro lado, a seção de choque experimentalmente medida para a produção de Σ^* [99] é muito menor do que a seção de choque de produção de Λ [100]. Isso indica que os kaons produzidos em associação com Σ^* 's são muito menos abundantes que aqueles produzidos em associação com Λ 's. Considerando o que foi dito acima nós concluímos que o estado $K\Sigma^*$ é muito mais difícil de ser colocado na camada de massa e fornece uma pequena contribuição para o produto total de káon. Vamos portanto supor que os kaons vindos desses estados são, se presentes, bem representados pela distribuição de káon da nuvem $KN\Lambda$.

Outro aspecto da produção inclusiva de K 's é a formação de ressonância e decaimento. Tem sido afirmado [101] que uma significativa fração de K 's medidos vêm da ressonância K^* , que decai frequentemente através do canal $K^{*\pm} \rightarrow K^0\pi^\pm$. Em adição à produção direta de K 's nós deveríamos portanto incluir uma contribuição vinda do estado ΛK^* (nós desprezamos $\Sigma^* K^*$ por causa de sua maior massa e menor seção de choque). Uma comparação numérica entre $f_K(y)$ e $f_{K^*}(y)$ [80] mostra que a diferença entre elas é pequena, os K^* 's sendo ligeiramente mais rápidos que os K 's. Durante essa conversão em um K^0 , o K^* emite um pión e torna-se mais soft. A nível qualitativo um efeito compensa o outro. Uma análise mais quantitativa requer alguma modelagem do decaimento do K^* . Nós preferimos, em primeira aproximação, considerar o espectro indireto de K igual ao espectro direto. Antes de fazer comparação com dados experimentais algumas observações são ainda necessárias. Os espectros de partícula dominante na ref. [30] são medidos com $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$, os dados das refs. [100, 101, 102, 103] são integrados sobre p_T e nossa versão do modelo de nuvem mesônica é unidimensional. Por causa dessa razão alguma discrepância é esperada na região de pequenos x 's, onde p_T pode ser grande. Na região para a frente, p_T tem que ser pequeno e um tratamento unidimensional é razoável. Além disso, alguns artigos experimentais sobre produção de estranheza apresentam $d\sigma/dx$ e alguns outros apresentam a seção de choque invariante integrada sobre p_T . Essa última quantidade difere de $x d\sigma/dx$ (que nós calculamos em nosso modelo) por um fator constante, somente para $x \geq 0.3$. Para valores menores de x sua diferença é dependente de x e nossos cálculos tornam-se menos confiáveis.

Tendo essas restrições em mente nós podemos comparar as eqs. (5.29) e (5.31) (que estão em unidades arbitrárias) diretamente com os dados.

Na figura 5.18a nós comparamos a predição do MCM para o espectro de kaons com os dados da ref. [102] (círculos pretos) e com os dados da ref. [101] (quadrados). As linhas mostram os resultados do modelo de nuvem mesônica com dois valores do cut-off: $\Lambda = 0.75 \text{ GeV}$ (linha tracejada) e $\Lambda = 1.2 \text{ GeV}$ (linha cheia). A distribuição (5.30) foi utilizada com o conjunto I de parâmetros. O único parâmetro arbitrário é a constante de normalização e ela é apropriadamente escolhida para fornecer uma boa descrição dos dados em grandes x 's, onde supõe-se que o cenário de nuvem funcione melhor. Como esperado, nós obtemos um bom acordo com os dados em grandes x 's. Na região de pequenos x 's a produção central é provavelmente dominante. A figura 5.18b mostra o mesmo que a figura 5.18a mas a eq. (5.30) foi calculada com o conjunto II de parâmetros. Usando o conjunto II ao invés do conjunto I, observamos uma pequena redução (não mostrada na figura) na parte de pequenos x 's das curvas que não altera a parte de grandes x 's.

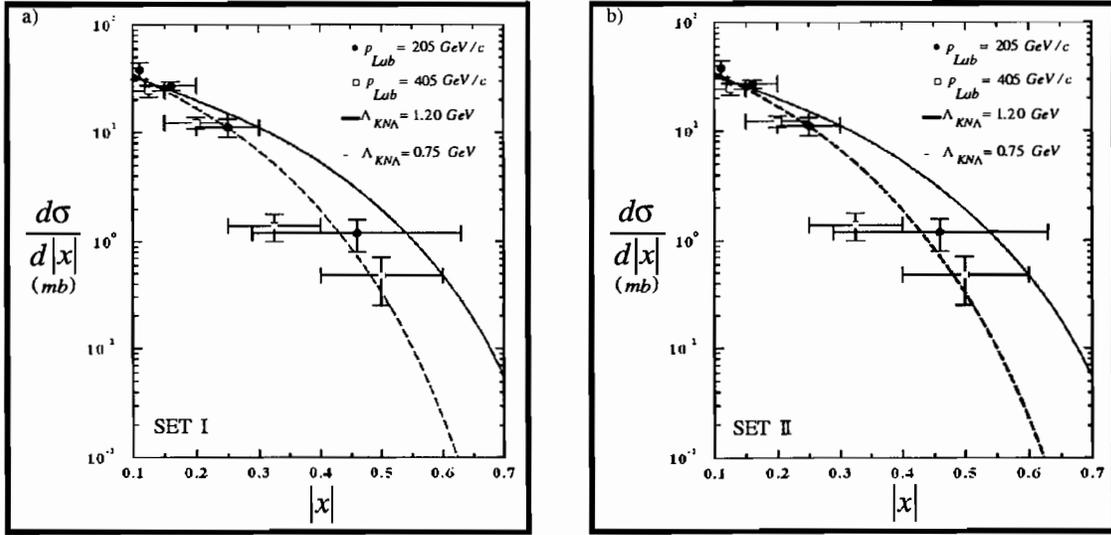


Figura 5.18: Distribuição de x_F dos Kaons

A figura 5.19a mostra nosso resultado para o espectro de Λ (com o conjunto I em (5.30)) e o compara com os dados medidos nas refs. [102] (círculos pretos) e [101] (quadrados). A figura 5.19b mostra o efeito da troca do conjunto I pelo conjunto II na distribuição (5.30). Novamente nós vemos que (5.31) é estável sob mudanças nos parâmetros da (5.30) (uma pequena mudança é vista somente na região $x_\Lambda \leq 0.2$). Assim, de agora em diante, vamos utilizar somente o conjunto I.

A figura 5.20 mostra o espectro de Λ medido na ref. [100] e nossos resultados. Nas figuras 5.21a e 5.21b mostramos os dados combinados das refs. [101] e [103] de seção de choque invariante como função de x respectivamente para K 's e Λ 's. Observamos que o acordo entre os dados e os resultados do MCM é melhor para lambdas que para kaons. Isso não é surpresa. Por causa de suas grandes massas é mais difícil produzir Λ 's do que K 's na região central e portanto o "excesso" de K 's relativos às nossas previsões é mais pronunciado que o "excesso" de Λ 's. Isso é claramente visto na figura 5.21.

A principal conclusão desta seção é que o MCM descreve razoavelmente bem a produção de partículas estranhas rápidas. Ele começa a falhar em $x \simeq 0.2$, precisamente a região onde ele também falha na descrição da distribuição de quarks estranhos no núcleo, como assinalado na ref. [75]. Uma das previsões do modelo de nuvem mesônica é a existência de uma assimetria entre as partículas estranhas dominantes e não-dominantes, em analogia ao que acontece no caso do charme. Assim, as partículas estranhas que possuem quarks em comum com o projétil são mais rápidas e mais abundantes. Na ref. [104] esse efeito foi experimentalmente observado para a razão K^+/K^- . Seria muito interessante confirmar esse comportamento de uma forma mais sistemática, como feito recentemente para partículas

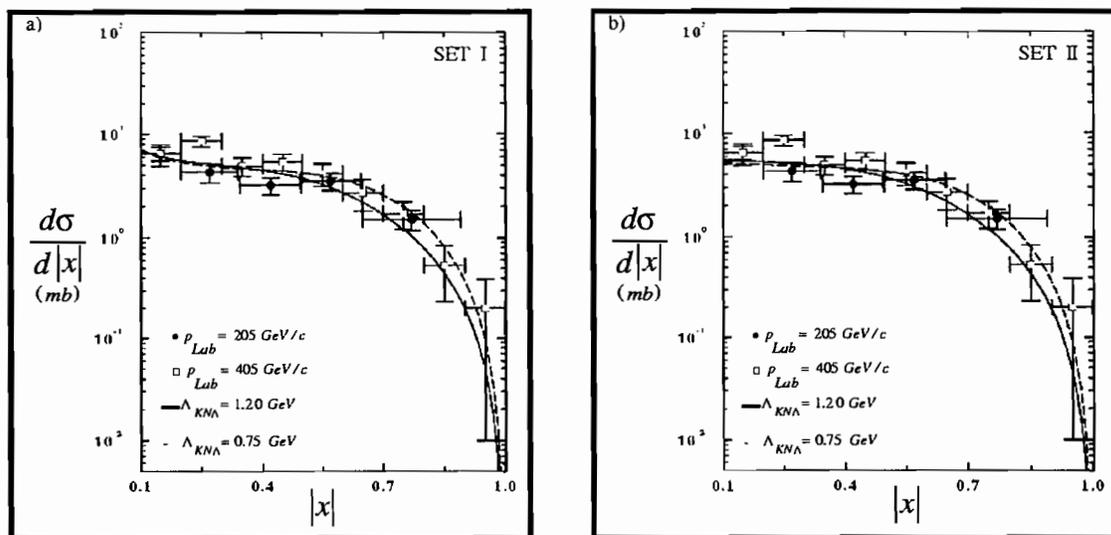


Figura 5.19: Distribuição de x_F dos Lambdas

charmosas. Outra predição de nosso modelo é que a dependência com a energia de ambas as distribuições de momento, a da partícula dominante (próton) e da partícula estranha (K e/ou Λ) é a mesma. Isso pode ser testado experimentalmente.

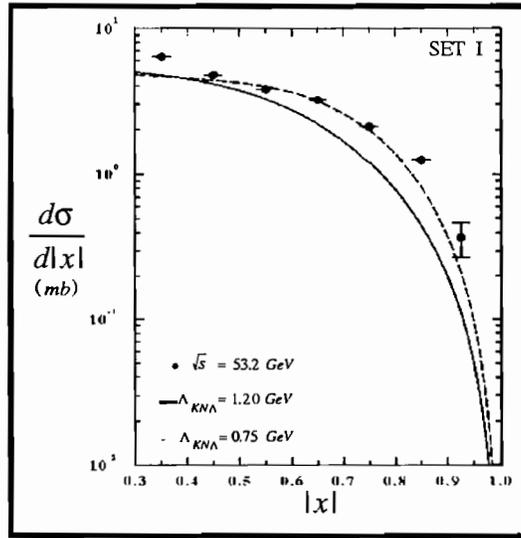


Figura 5.20: Distribuição de x_F dos Lambdas

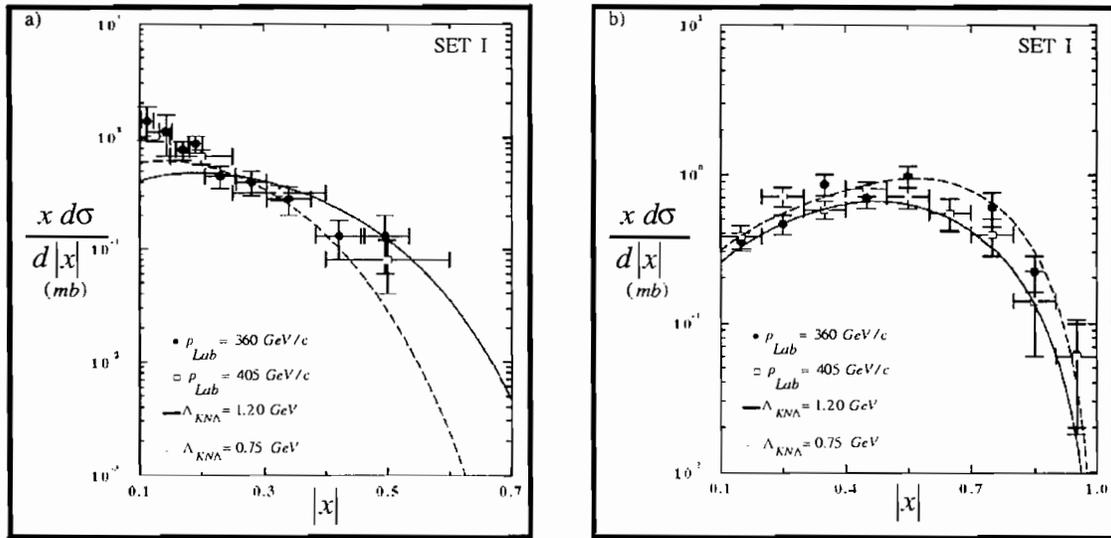


Figura 5.21: Seção de Choque Diferencial dos Kaons

Capítulo 6

FOTOPRODUÇÃO E FLUXO DE ENERGIA NO HERA

6.1 Introdução

No capítulo 2 tratamos de espalhamento difrativo em colisões hádron-hádron. Vamos agora estudar o espalhamento difrativo (e também não-difrativo) em colisões elétron-próton.

O primeiro teste de uma teoria (ou um modelo) de dissociação difrativa é a habilidade em descrever corretamente a distribuição de massa M_X de sistemas difrativos, que tem sido medida em muitos experimentos de colisões hadrônicas [41] e parametrizada como $(M_X^2)^{-\alpha}$ com $\alpha \simeq 1$ [105]. Muito recentemente o espectro de massa difrativa foi medido também em processos de fotoprodução a altas energias no HERA [106]. Eles foram interpretados em termos da teoria de Regge. Neste capítulo vamos analisar esses dados usando ao invés disso o Interacting Gluon Model (IGM).

Como mencionado em [106], em colisões elétron-próton no HERA, a parte mais importante da seção de choque corresponde à fotoprodução, na qual um feixe de elétrons é espalhado com ângulos pequenos e um fóton quase-real ($Q^2 \simeq 0$) interage com o próton. Para essas pequenas virtualidades, a interação se dá através da flutuação do fóton em um estado hadrônico que então interage fortemente com o próton. A fotoprodução a altas energias exibe portanto características semelhantes à interação hádron-hádron. Na figura 6.1 mostramos esquematicamente um evento difrativo no IGM em uma colisão fóton-próton.

Durante a interação o fóton é convertido em um estado hadrônico (mesônico) e então interage com o próton incidente [?]. A interação méson-próton segue o cenário usual do IGM. O méson perde fração x de seu momento original e forma o leading jet (LJ), carregando uma fração $x_L (= 1 - x)$ do momento inicial. O próton, que nós chamamos de próton difratado, perde uma fração y de seu momento. No limite $y \rightarrow 1$, a energia total disponível é armazenada em M_X que então permanece em repouso, isto é, $Y_X = 0$. Para pequenos valores de y nós temos pequenas massas M_X 's com grande rapidez Y_X . Um gap de rapidez se forma, separando o próton difratado (na parte inferior de nossa figura 6.1) e o sistema M_X (na sua parte superior). Este é o critério experimental que define um evento difrativo. O Pomeron (P) mostrado nesta figura é o mesmo objeto introduzido no capítulo 2.

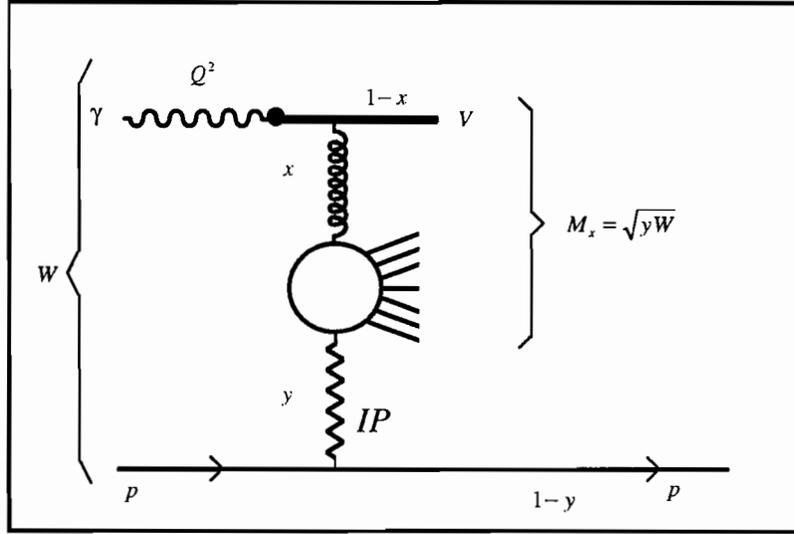


Figura 6.1: VMD e Difração no IGM

Como anteriormente partimos da função $\chi(x, y)$. Como estaremos interessados em x e no comportamento com M_X^2 dos resultados, é útil apresentar (2.19) na forma em que a dependência em x é fatorizada:

$$\chi(x, y) = \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \cdot \exp\left[-\frac{(y - \langle y \rangle)^2}{2\langle y^2 \rangle}\right] \cdot \exp\left\{-\frac{\langle y^2 \rangle}{2D_{xy}} \left[x - \langle x \rangle - \frac{\langle xy \rangle}{\langle y^2 \rangle}(y - \langle y \rangle)\right]^2\right\}. \quad (6.1)$$

Nas equações acima

$$D_{xy} = \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle - \langle xy \rangle^2 \quad (6.2)$$

e

$$\langle x^n y^m \rangle = \int_0^1 dx x^n \int_0^{y_{max}} dy y^m \omega(x, y). \quad (6.3)$$

$$\omega(x, y) = \frac{\sigma_{gg}(xys)}{\sigma(s)} G(x) G(y) \Theta(xy - K_{min}^2), \quad (6.4)$$

onde G 's denotam o número efetivo de gluons dos projéteis correspondentes (aproximadas pelas respectivas funções de estrutura gluônicas). σ_{gg} e σ são, respectivamente, as seções de choque gluônica e hadrônica e $y_{max} = M_X^2/s$.

A função $G(y)$ representa a distribuição de momento dos gluons pertencentes ao subconjunto de gluons do próton chamado aqui de Pomeron e y é a fração de momento *do próton* carregada por um desses gluons. Vamos portanto utilizar a notação $G(y) = G_{\mathcal{P}}(y)$. Essa função não deve ser confundida com a distribuição de momento dos gluons dentro do Pomeron, $f_{g/\mathcal{P}}(\beta)$. No capítulo 2 assumimos que esses gluons comportam-se como todos os outros gluons no próton e têm portanto a mesma distribuição de momento. A única diferença é a regra de soma de momento, que para gluons no \mathcal{P} é:

$$\int_0^1 dy y G_{\mathcal{P}}(y) = p \quad (6.5)$$

onde $p \simeq 0.05$ ao invés de $p \simeq 0.5$. Este último valor é o que vale para a população total de gluons no próton. Como nas experiências em andamento no HERA [108] é possível testar a distribuição de partons no Pomeron, verificando se ele é soft ou hard, vamos agora discutir sua estrutura em maiores detalhes e considerar a questão de sua “dureza” ou “moleza”.

Seguindo as análises realizadas pelos grupos experimentais do HERA nós consideramos duas possíveis distribuições de momento para os gluons dentro de \mathcal{P} :

$$f_{g/\mathcal{P}}^h(\beta) = 6(1 - \beta) \quad (6.6)$$

e

$$f_{g/\mathcal{P}}^s(\beta) = 6 \frac{(1 - \beta)^5}{\beta} \quad (6.7)$$

onde β é a fração de momento do Pomeron carregado pelos gluons e os rótulos h e s denotam hard e soft respectivamente. Adotamos aqui a notação (padrão) da ref. [108]. Vamos utilizar o fator de fluxo do Pomeron dado por:

$$f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}) = \frac{1}{x_{\mathcal{P}}} \quad (6.8)$$

onde $x_{\mathcal{P}}$ é a fração do momento do próton carregado pelo Pomeron. A normalização deste fluxo será fixada posteriormente. Notando que $\beta = \frac{x}{x_{\mathcal{P}}}$, a distribuição $G_{\mathcal{P}}(y)$, necessária na eq. (6.4), é então dada pela convolução:

$$G_{\mathcal{P}}^{h,s}(y) = \int_y^1 \frac{dx_{\mathcal{P}}}{x_{\mathcal{P}}} f_{\mathcal{P}/p}(x_{\mathcal{P}}) f_{g/\mathcal{P}}^{h,s}\left(\frac{y}{x_{\mathcal{P}}}\right) \quad (6.9)$$

Nos cálculos que se seguem vamos utilizar também:

$$G_{\mathcal{P}}(y) = 6 \frac{(1 - y)^5}{y} \quad (6.10)$$

Esta é, a menos da normalização, a mesma expressão que aparece no capítulo 2. Como será visto, essa última escolha corresponde a um Pomeron intermediário entre Pomeron soft e hard.

Na “perna” superior da figura 6.1 o méson vetorial é o méson ρ^0 e fazemos a aproximação $G^{\rho^0}(x) = G^\pi(x)$. A fração de momento do núcleon difratado, p , alocado especificamente no cluster gluônico \mathbb{P} e a seção de choque hadrônica σ , não são conhecidas. Vamos manter a escolha feita no capítulo 3 dada pela eq. (3.10):

$$\sigma(s) = \sigma^{\mathbb{P}p} = a + b \ln \frac{s}{s_0} \quad (6.11)$$

com os mesmos valores de a , b e s_0 .

Uma vez que o parâmetro $\frac{p}{\sigma}$ foi fixado no estudo da dissociação difrativa próton-próton e estamos agora considerando o caso $p - \rho^0$, temos então alguma liberdade para mudar σ . No que segue nós também investigamos o efeito de pequenas mudanças no valor de m_0 sobre os nossos resultados finais.

Antes dos cálculos numéricos finais, é oportuno apresentar resultados analíticos. É simples mostrar que, mantendo somente os termos mais singulares nas funções de distribuição dos gluons, isto é, $G(x) = G_{\mathbb{P}}^{h,s}(x) \simeq \frac{1}{x}$ e somente os termos dominantes em \sqrt{s} , encontramos, para uma escolha qualquer de σ_{gg} em (6.4):

(i) termos contendo o momento $\langle xy \rangle$ podem ser sempre desprezados em comparação com aqueles contendo $\langle x^2 \rangle$ ou $\langle y^2 \rangle$ (por exemplo: $D_{xy} \simeq \langle x^2 \rangle \langle y^2 \rangle$);

(ii) todos os momentos estão relacionados da seguinte forma:

$$\langle x^2 \rangle \simeq \frac{1}{2} \langle x \rangle; \quad \langle y \rangle \simeq y_{max} \langle x \rangle; \quad \langle y^2 \rangle \simeq \frac{1}{2} y_{max} \langle y \rangle; \quad (6.12)$$

ou seja, todos os resultados podem ser expressos apenas em termos do momento $\langle x \rangle$;

(iii) o momento $\langle x \rangle$ tem o seguinte comportamento, dependendo do tipo de σ_{gg} escolhido em (6.4):

$$\sigma_{gg} \simeq \frac{m_0^2}{xys} \longrightarrow \langle x \rangle \simeq const \quad (6.13)$$

$$\sigma_{gg} \simeq const \longrightarrow \langle x \rangle \simeq \ln \left(\frac{sy_{max}}{m_0^2} \right) \quad (6.14)$$

$$\sigma_{gg} \simeq \ln \left(\frac{xys}{m_0^2} \right) \longrightarrow \langle x \rangle \simeq \frac{1}{2} \ln^2 \left(\frac{sy_{max}}{m_0^2} \right) \quad (6.15)$$

Estas aproximações nos permitem escrever a eq. (6.1) numa forma simples:

$$\chi(x, y) \simeq \frac{\chi_0}{\pi y_{max} \langle x \rangle} \cdot \exp \left[-\frac{(y - y_{max} \langle x \rangle)^2}{y_{max}^2 \langle x \rangle} \right] \cdot \exp \left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{\langle x \rangle} \right]. \quad (6.16)$$

O termo $\frac{1}{y_{max}}$, presente em (6.16), vem do cut-off superior $y = y_{max}$ introduzido em (6.3) acima. Como ele é definido pela massa difrativa produzida, $y_{max} = \frac{M_X^2}{s}$, ele gera automaticamente o comportamento $\frac{1}{M_X^2}$. Os outros dois fatores possuem uma dependência em M_X^2 muito mais fraca e tendem a se compensar mutuamente. Eles contêm, no entanto, uma possível dependência não-trivial na energia.

6.2 Espectro de Massas Difrativas

O espectro de massa difrativa no IGM é dado por (3.6):

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dM_X^2} &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi(x, y) \delta(M_X^2 - sy) \Theta(xy - K_{min}^2) \\ &= \frac{1}{s} \int_{\frac{m_0^2}{M_X^2}}^1 dx \chi \left(x, y = \frac{M_X^2}{s} \right), \end{aligned} \quad (6.17)$$

ou, na forma aproximada,

$$\frac{dN}{dM_X^2} \simeq \frac{1}{M_X^2} \cdot \frac{\chi_0}{\pi \langle x \rangle} \exp \left[-\frac{(1 - \langle x \rangle)^2}{\langle x \rangle} \right] \int_{\frac{m_0^2}{M_X^2}}^1 dx \exp \left[-\frac{(x - \langle x \rangle)^2}{\langle x \rangle} \right]. \quad (6.18)$$

Na figura 6.2 comparamos a eq. (6.17) com os dados recentes da colaboração H1 [106].

Nos cálculos, em todas as fórmulas acima, \sqrt{s} é substituído por W , a energia do centro de massa fóton-próton.

A figura 6.2a (b) apresenta dados experimentais para $W = 187 \text{ GeV}$ ($W = 231 \text{ GeV}$). As diferentes curvas correspondem respectivamente às escolhas I ($m_0 = 0.31 \text{ GeV}$, $\sigma = 2.7 \text{ mb}$), II ($m_0 = 0.35 \text{ GeV}$, $\sigma = 2.7 \text{ mb}$), III ($m_0 = 0.31 \text{ GeV}$, $\sigma = 5.4 \text{ mb}$) e IV ($m_0 = 0.35 \text{ GeV}$, $\sigma = 5.4 \text{ mb}$). Em todas essas curvas nós utilizamos $G_P(y) = 6 \frac{(1-y)^5}{y}$. Como esperado, a distribuição para pequenos valores de M_X^2 é muito sensível aos efeitos do limiar (threshold). Quando vamos da linha cheia (ou tracejada) superior para a inferior observamos que o aumento da seção de choque Pomeron-hádron muda a distribuição de tal maneira que massas M_X 's maiores são favorecidas. É importante notar que na curva II não existe nenhum parâmetro livre ou novo. Todos os valores dos parâmetros são os mesmos utilizados por nós anteriormente em difração hadrônica. Esta curva se afasta dos dados apenas em pontos experimentais situados na região de massas muito pequenas. Como era de se esperar, ela fica abaixo dos dados, uma vez que não foram incluídos efeitos de ressonância. Na região de grandes massas um acordo melhor com os dados pode ser obtido com valores maiores da

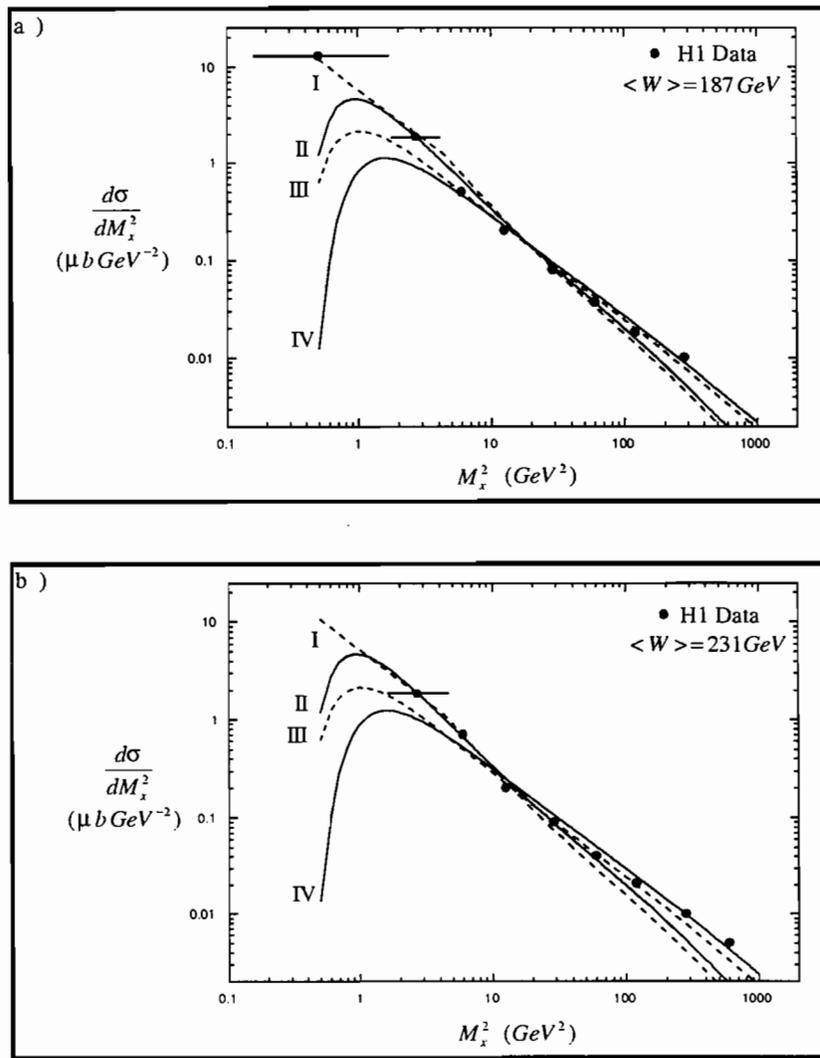


Figura 6.2: Espectro de Massas Difrativas

seção de choque Pomeron-hádron. Essa região pode, no entanto, estar sendo influenciada por outros efeitos, um dos quais nós discutimos abaixo.

Na figura 6.3 comparamos os mesmos dados ($W = 187 \text{ GeV}$) com nosso espectro de massa obtido com $G_{\mathbb{P}}^h(y)$ (curva I), $G_{\mathbb{P}}(y)$ (curva II) e $G_{\mathbb{P}}^s(y)$ (curva III). Essa comparação sugere que o Pomeron “hard” pode dar uma boa descrição dos dados. O mesmo pode ser dito do nosso Pomeron “misto” que, de fato, aparenta ser mais hard do que soft. Essas três curvas foram calculadas com exatamente os mesmos parâmetros e normalizações, a única diferença sendo o perfil do Pomeron. Aparentemente o Pomeron “soft” (curva III) é descartado pelos dados. A curva IV mostra, no entanto, que, com uma escolha diferente de parâmetros, ou seja, $m_0 = 0.50 \text{ GeV}$ e $\sigma = 5.4 \text{ mb}$, um bom acordo é ainda obtido. Considerando a grande quantidade de dados experimentais já descritos previamente pelo IGM, essa escolha é extrema. Nós concluímos portanto que o Pomeron “soft” é desfavorecido. Essa mesma conclusão foi encontrada nas refs. [108, 109].

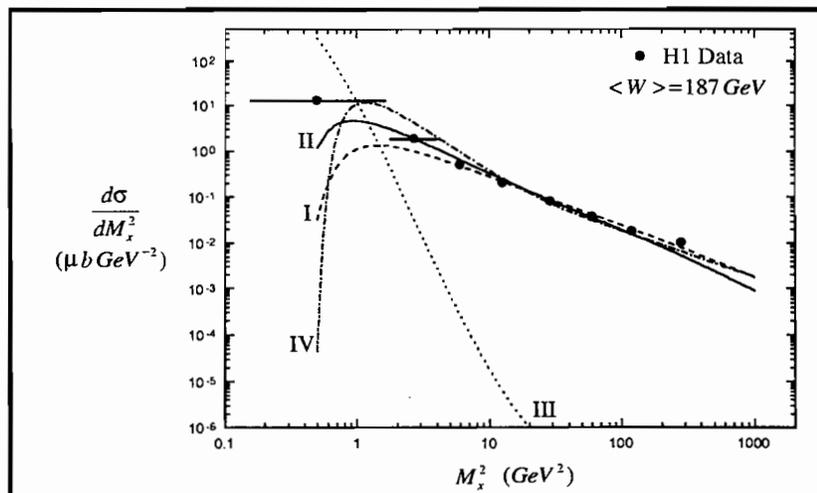


Figura 6.3: Espectro de Massas Difrativas

Uma questão muito interessante a respeito dos processos difrativos é se as interações semi-hard são relevantes ou não na física difrativa. Em colisões hadrônicas não-difrativas, esperamos que espalhamentos semi-hard sejam visíveis a energias do centro de massa ao redor de $\sqrt{s} \simeq 500 \text{ GeV}$. Em tais espalhamentos dois partons interagem com um momento transferido $p_T \simeq 2 - 4 \text{ GeV}$, formando dois objetos denominados minijatos. Como $\Lambda_{QCD} \ll p_T \ll \sqrt{s}$, as seções de choque dos minijatos podem ser calculadas com QCD perturbativa e elas são suficientemente grandes para serem relevantes na física de minimum bias. No IGM, a deposição de energia ocorre devido colisões gluon-gluon em ambos os regimes perturbativo (semi-hard) e não-perturbativo (soft). A seção de choque gluon-gluon na eq. (6.4), é calculada com QCD perturbativa ou com um ansatz não-perturbativo conforme a escala ($= xys$). A importância relativa dos minijatos com respeito aos processos soft foi fixada segundo as estimativas experimentais da seção de choque dos minijatos feita pelas colaborações CERN-UA1 e UA5 em colisões hadrônicas. Este procedimento de fixação é universal e assim poderíamos esperar que a física semi-hard se tornasse visível para todos os tipos de processos na mesma região de energia. A introdução do cut-off y_{max} , no entanto, limita o espaço de fase dos processos difrativos de tal maneira que o efeito dos processos semi-hard é reduzido.

Na figura 6.4 repetimos os ajustes da figura 6.2, utilizando apenas curvas do tipo II, que são nossos cálculos “conservadores”, representados por linhas cheias. Como as energias experimentalmente alcançadas não são muito grandes, poderíamos simplesmente ignorar a pequena componente dos minijatos. As curvas tracejadas na figura 6.4 mostram o efeito de se desligar a contribuição semi-hard. Há somente um pequeno alargamento na cauda do espectro. Sem a ação dos minijatos a deposição de energia na bolha central da figura 6.1 é

diminuída e a partícula dominante, na “perna” superior (méson ρ após a interação), é mais energética. Sua energia contribui mais para a massa difrativa M_X e a faz maior. Esse efeito é desprezível para M_X muito pequeno mas torna-se visível para grandes massas difrativas. Repetindo essas comparações (espectro total versus espectro sem minijatos) a energias mais altas, nós observamos que a magnitude da contribuição dos minijatos é sempre pequena e mostra sempre tendência a produzir distribuições que caem mais rapidamente no final do espectro. Isso sugere que em processos difrativos, minijatos não são importantes mesmo a energias muito altas.

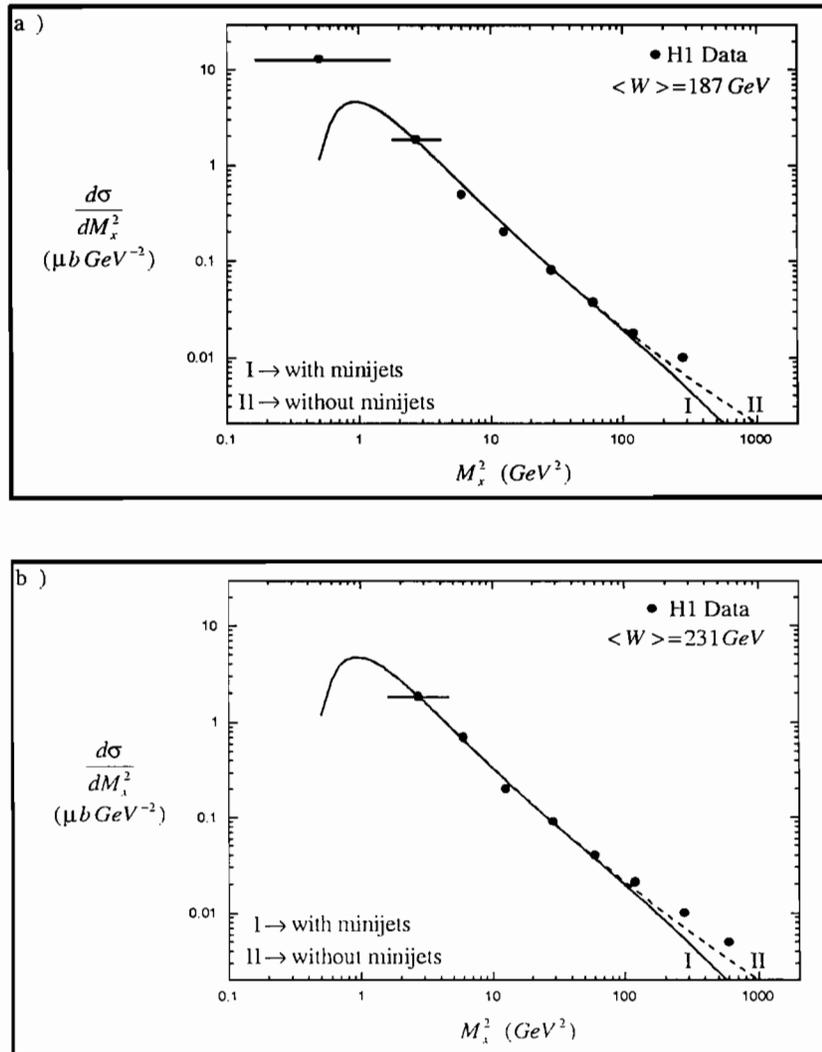


Figura 6.4: Efeito dos Minijatos na Distribuição de Massas Difrativas

Concluindo esta seção podemos dizer que a extensão de nosso modelo de difração hadrônica para reações fóton-próton (e sem nenhum novo parâmetro) é capaz de descrever os dados

experimentais relativos à excitação de massas difrativas apresentados na ref. [106] com pequenas discrepâncias. O acordo pode tornar-se melhor com alguma pequena mudança motivada pelas incertezas nos procedimentos de ajuste adotados previamente. Nossa análise dos dados sugere que o Pomeron é “hard” e que o tipo de interação dominante é “soft”. Isso significa que \mathbb{P} é composto por um número relativamente “pequeno” de gluons carregando, em média, uma grande fração do momento do Pomeron, mas uma pequena fração do momento total do próton e sofrendo geralmente colisões soft (com respeito a escala de energia hard ($\simeq 2 - 3 \text{ GeV}$)) com os gluons do outro hádron. O fato de que nosso modelo é bem sucedido significa que o escoamento de energia pode, em muitos casos, ser entendido como uma superposição incoerente de espalhamentos párton-pártion sujeitos à conservação de energia.

6.3 Fotoprodução de J/ψ

Como foi visto no início deste capítulo, a fotoprodução a altas energias exibe características semelhantes às interações hádron-hádron. Quando o estado hadrônico em questão é um méson vetorial, esse mecanismo é conhecido como Vector Dominance Model (VDM) [107]. No caso de mesons vetoriais leves, a hipótese de VDM, suplementada por uma teoria de Regge de interações elásticas de mesons vetoriais, conduz ao seguinte comportamento da seção de choque de produção:

$$\sigma^{\gamma p \rightarrow V p} \simeq W_{\gamma p}^{\delta} \quad (6.19)$$

onde $W_{\gamma p}$ é a energia do centro de massa fóton-próton e $\delta \simeq 0.22$. Essa previsão foi corroborada pelas recentes medidas efetuadas no HERA [110].

No caso do méson J/ψ , um ajuste dos dados tomados pela mesma colaboração com a eq. (6.19) fornece $\delta \simeq 0.8 - 0.9$. Um comportamento semelhante com a energia é observado na seção de choque de fotoprodução inelástica de J/ψ ($\gamma + p \rightarrow J/\psi + X$). Nessa reação a escala de energia é dada pela (grande) massa do quark c e a QCD perturbativa (PQCD) pode ser aplicada. Equivalentemente pode-se dizer que essa flutuação particular do fóton é um objeto compacto e que está no domínio da física de curtas distâncias. Modelos baseados em PQCD descrevem bem o significativo crescimento da seção de choque com a energia do centro de massa do sistema fóton-próton ($W_{\gamma p}$). Além disso esses modelos também reproduzem o espectro de momento do méson J/ψ , medido em processos de fotoprodução inelástica. Um artigo de revisão bastante recente de todos esses cálculos pode ser encontrado na ref. [111]. A ênfase de todos esses trabalhos é determinar com a máxima exatidão a região do espaço de fase do méson J/ψ onde PQCD é, não somente aplicável, mas também a única candidata séria para explicar os dados experimentais. Nessa região do espaço de fase, o processo de produção dominante é a fusão bóson-gluon, $\gamma + g \rightarrow J/\psi + X$. Essa reação é particularmente interessante porque ela permite uma medida muito boa da distribuição de gluons no próton.

A despeito do sucesso dos cálculos perturbativos, algumas estimativas dos efeitos não-perturbativos, como por exemplo, o movimento de Fermi dos quarks e efeitos de hadronização (os quais podem ser tratados no contexto da QCD não-relativística), têm sido apresentados.

Em realidade, a mera existência de uma escala dura no problema não exclui automaticamente a física não-perturbativa. No caso muito melhor estudado da hadroprodução de J/ψ , depois de anos de contínuos aperfeiçoamentos em cálculos de QCD e também a nível dos experimentos, a conclusão parece ser que a teoria perturbativa é capaz de reproduzir as principais características dos dados mas falha em alguns aspectos, como a descrição da produção de charme em grandes x_F 's e a magnitude da seção de choque integrada [48]. Em hadroprodução as situações nas quais a PQCD falha podem ser bem entendidas, por exemplo, em termos do conceito de charme intrínseco. Essa noção é próxima do cenário de dominância vetorial mesônica e deveríamos esperar que ela tivesse algum papel também na fotoprodução de charme.

O crescimento da seção de choque de produção pode ser visto como uma manifestação da PQCD mas ele poderia também ser explicado (no mínimo parcialmente) com modelos hadrônicos, ou, mais precisamente, com a ajuda do mecanismo de dominância vetorial e alguma outra teoria de processos do tipo $J/\psi p \rightarrow J/\psi p$ ou $J/\psi p \rightarrow J/\psi X$. Por outro lado, um teste rigoroso da PQCD exige uma cuidadosa subtração do “background” de todos os processos que contêm uma física diferente. No caso do espectro de momento do méson J/ψ , a análise do “background” foi efetuada nas refs. [112] e [113]. A conclusão foi que, na janela de elasticidade $0.4 \leq z \leq 0.9$, o processo de produção dominante é a fusão bóson-gluon. A elasticidade é definida como:

$$z = E_\psi/E_\gamma \quad (6.20)$$

Acreditamos que é importante testar outros modelos hadrônicos, dando especial atenção à distribuição em z do méson J/ψ . Se, por exemplo, todos modelos razoáveis produzissem um espectro em z errado isso deixaria a PQCD como a única explicação teórica dos dados, a despeito das incertezas na normalização das seções de choque perturbativas.

Nesta seção nós calculamos o espectro em z do méson J/ψ na aproximação de VDM. Para o estudo do escoamento de energia nesta interação méson-próton nós utilizamos o IGM por causa de seu sucesso em descrever a deposição de energia e o espectro de partícula dominante em colisões hadrônicas, como visto anteriormente.

Na figura 6.5 mostramos esquematicamente as possíveis maneiras de se produzir o méson J/ψ numa colisão fóton-próton no VDM-IGM.

De acordo com essa figura, durante a interação, o fóton é convertido num estado hadrônico (mesônico) e então interage com o próton incidente.

As figuras 6.5a e 6.5b mostram eventos inelásticos não-difrativos (ND) com produção de J/ψ . Na figura 6.5a o J/ψ pré-existe como uma flutuação do fóton e depois da interação emerge como uma partícula dominante (NDL). Já na figura 6.5b ele é centralmente produzido (NDC), isto é, ele é formado no central fireball junto com outras partículas mais leves como resultado das múltiplas interações gluônicas. As figuras 6.5c, 6.5d, 6.5e e 6.5f mostram eventos inelásticos difrativos (D) no qual um gap de rapidez é observado. Nas figuras 6.5c e 6.5d um “Pomeron” é emitido do méson vetorial difratado (DV). Em 6.5e e 6.5f o Pomeron é emitido do próton difratado (DP). Nos casos 6.5c e 6.5e o J/ψ é a “partícula dominante difrativa”, sendo chamado respectivamente de DVL e DPL. Nos casos 6.5d e 6.5f ele é difrativa e centralmente produzido e chamado respectivamente de DVC e DPC.

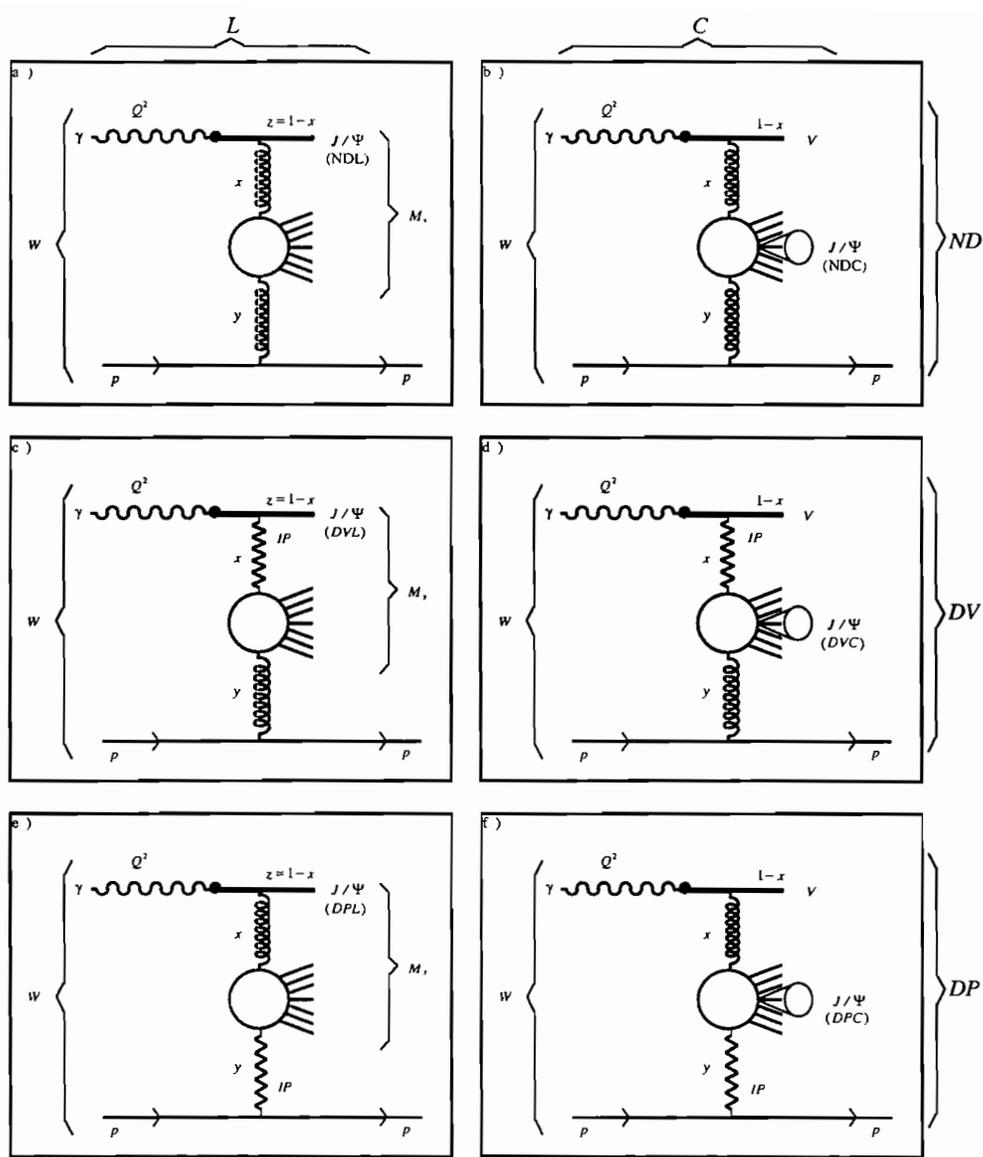


Figura 6.5: VMD e Produção de J/ψ no IGM

O méson vetorial V da figura é por simplicidade apenas um J/ψ ou um ρ^0 . Nós também poderíamos considerar a dupla emissão de Pomeron, mas esses processos são fortemente suprimidos e suas contribuições para a seção de choque são uma ordem de magnitude inferior às dos processos difrativos simples.

A descrição dada acima da produção de J/ψ é, em espírito, muito semelhante à da ref. [112] e pode ser considerada, até certo ponto, como uma atualização daquele trabalho, com ingredientes um pouco diferentes, para a análise de dados do HERA. É possível estabelecer uma correspondência entre os principais processos considerados aqui e por Jung e colaboradores. Assim, por exemplo, $BI+TI = NDL+NDC+DVC$; $BE+TI = DVL$ e $BI+TE = DPL + DPC$. A principal diferença está nos ingredientes. Na ref. [112] todas as vezes que o IP aparece, ele é tratado microscopicamente "à la" Donnachie-Landshoff e seus gluons acoplam-se aos quarks do próton (no vértice $p - IP - p$) ou do J/ψ (no vértice $J/\psi - IP - J/\psi$).

Em nosso caso, no último vértice um Pomeron é emitido da nuvem gluônica do J/ψ e a mudança de energia do J/ψ é descrita pelo formalismo do IGM.

O ponto de partida para o cálculo dos espectros de momento do J/ψ é a função $\chi(x, y)$, dada pela eq. (2.19). Como estamos agora considerando emissão de Pomeron por qualquer uma das duas pernas a definição dos momentos, a equação (2.20) ou (6.3), deve ser modificada para:

$$\langle x^n y^m \rangle = \int_0^{x_{max}} dx x^n \int_0^{y_{max}} dy y^m \omega(x, y) \quad (6.21)$$

Na expressão acima, nós especificamos os seguintes casos de interesse: I) $x_{max} = y_{max} = 1$, que corresponde às figuras 6.5a e 6.5b e a processos não-difrativos (ND); II) $x_{max} = x$ e $y_{max} = 1$, que representa a emissão de um Pomeron do méson vetorial (DV), como mostrado nas figuras 6.5c e 6.5d; III) $x_{max} = 1$ e $y_{max} = y$, que representa a emissão de um Pomeron do próton (DP), como nas figuras 6.5e e 6.5f.

Os ingredientes usados na eq. (6.21) serão diferentes para cada um dos processos representados na figura 6.5. Na figura 6.5a a reação hadrônica é o espalhamento inelástico $J/\psi - p$ e portanto $\sigma = \sigma_{J/\psi-p}^{inel}$ e $G(x) = G^{J/\psi}(x)$. A seção de choque charmonium-hádron tem sido objeto de intensa pesquisa no contexto da física nuclear e de sinais da formação do plasma de quarks e gluons, QGP. Cálculos parecem convergir para o valor $\sigma_{J/\psi-p}^{inel} \simeq 6 - 9 mb$ [114]. Nós adotamos esse valor superior e assumimos também que a distribuição de gluons tem o mesmo aspecto em todos os mesons, isto é, $G^{J/\psi}(x) = G^{\rho^0}(x) = G^\pi(x)$, a diferença estando apenas na normalização. Para $G^\pi(x)$ usamos a parametrização de SMRS [42]. A forma específica escolhida para essas distribuições não afeta muito os resultados. A normalização, no entanto, tem um papel crucial. A regra de soma do momento para a densidade de gluons $G^h(x)$ em um hádron h é escrita como:

$$\int_0^1 dx x G^h(x) = p^h \quad (6.22)$$

É sabido que, em um núcleon ou em um méson leve $p^h \simeq 0.5$, isto é, gluons carregam metade do momento do hádron. O méson J/ψ , no entanto, é um sistema não-relativístico e quase toda a sua massa vem das massas dos quarks. O campo gluônico, responsável por uma fraca ligação, carrega somente uma pequena fração da energia (e momento) do estado ligado. Nós esperamos portanto que o fator de normalização $p^{J/\psi}$ de $G^{J/\psi}(x)$, seja da ordem da energia armazenada no campo dividida pela massa do méson J/ψ :

$$p^{J/\psi} = \frac{M_{J/\psi} - 2m_c}{M_{J/\psi}} \simeq 0.033 \quad (6.23)$$

onde m_c será tomado como $1.5 GeV$ e $M_{J/\psi} = 3.1 GeV$.

Na figura 6.5b $\sigma = \sigma_{\rho^0-p}^{inel} \simeq \frac{2}{3} \sigma_{p-p}^{inel}$ (onde a última seção de choque é conhecida experimentalmente) e $G(x) = G^{\rho^0}(x) = G^\pi(x)$, com $p^{\rho^0} = 0.5$.

Nos processos difrativos das figuras 6.5c e 6.5d o próton interage com um Pomeron vindo respectivamente dos mesons J/ψ e ρ^0 . Portanto $\sigma = \sigma_{\mathbb{P}-p}$ e tem sempre o mesmo valor, não importando de onde o \mathbb{P} tenha vindo.

A função $G(x) = G_h^{\mathbb{P}}(x)$ representa a distribuição de momento dos gluons pertencentes ao subconjunto de gluons do próton (\mathbb{P}) e x é a fração de momento *do hádron*, carregado por um desses gluons. Nós utilizamos portanto a notação $G_{J/\psi}^{\mathbb{P}}(x)$ e $G_{\rho^0}^{\mathbb{P}}(x)$ para os processos das figuras 6.5c e 6.5d. Em uma primeira aproximação tomamos:

$$G_h^{\mathbb{P}}(x) = p_h^{\mathbb{P}}(m+1) \frac{(1-x)^m}{x} \quad (6.24)$$

onde $m = 5$ e h é o hádron de onde o Pomeron é emitido. Como foi visto na primeira parte deste capítulo, essa escolha corresponde, para a função $f_{g/\mathbb{P}}(\beta)$, a uma mistura predominantemente hard entre Pomeron soft e hard. A função acima tem o mesmo aspecto para todos os hadrons, isto é, $G_{J/\psi}^{\mathbb{P}}(x) = G_{\rho^0}^{\mathbb{P}}(x) = G_p^{\mathbb{P}}(x)$. O fator de normalização é diferente. Na análise da difração hadrônica feita no capítulo 3 concluímos que $p_{\rho^0}^{\mathbb{P}} = p_p^{\mathbb{P}} = 0.05$. Esse número pode ser interpretado como segue. Em um hádron comum (núcleon ou méson leve), gluons carregam 0.5 do momento total e o cluster que constitui o Pomeron carrega 0.1 do momento total gluônico. Logo os gluons do Pomeron carregam, em média, $0.1 \times 0.5 = 0.05$ ou 5% do momento total do hádron. Seguindo o mesmo raciocínio para o méson J/ψ , vemos que, quando o méson pesado emite um Pomeron, o correspondente feixe de gluons carrega $0.1 \times 0.033 = 0.0033$ ou 0.33% do momento total do méson J/ψ . Temos assim $p_{J/\psi}^{\mathbb{P}} = 0.0033$. Chamamos atenção especial para este fato porque aqui está a principal diferença entre hadrons comuns e mesons pesados no IGM. Essa diferença explica qualitativamente por que mesons pesados emergem da colisão mais rápidos do que outras partículas. Eles contêm gluons menos energéticos e portanto não podem perder muita energia. A interação difrativa (com emissão de \mathbb{P}) amplifica esse efeito.

Nos processos difrativos 6.5e e 6.5f, um Pomeron vindo do próton interage respectivamente com os mesons J/ψ e ρ^0 . Nós temos então $\sigma = \sigma_{\mathbb{P}-J/\psi}$ e $G(x) = G^{J/\psi}(x)$ em 6.5e e $\sigma = \sigma_{\mathbb{P}-\rho^0}$ e $G(x) = G^{\rho^0}(x)$ em 6.5f. Em ambos os casos $G(y) = G_p^{\mathbb{P}}(y)$. As seções de choque Pomeron-hádron, $\sigma_{\mathbb{P}-J/\psi}$ e $\sigma_{\mathbb{P}-\rho^0}$, são desconhecidas. Nós assumimos que $\sigma_{\mathbb{P}-\rho^0} = \frac{2}{3}\sigma_{\mathbb{P}-p}$ e $\sigma_{\mathbb{P}-J/\psi} = \frac{1}{4}\sigma_{\mathbb{P}-p}$.

6.4 Distribuição de Elasticidade de J/ψ

Os mesons J/ψ 's podem ser produzidos centralmente (C) ou como partículas dominantes (L). Seus espectros de momento são portanto rotulados respectivamente como F_C e F_L . Além disso eles podem ser produzidos difrativamente (D) ou não-difrativamente (ND). Temos portanto quatro contribuições para a distribuição de momento fracionário (ou elasticidade z), que denotamos por F_C^{ND} , F_C^D , F_L^{ND} e F_L^D . As duas distribuições difrativas podem ser posteriormente divididas em quatro, pois em cada caso o Pomeron pode ser emitido pelo méson vetorial (DV) ou pelo próton (DP), resultando: F_C^{DP} , F_C^{DV} , F_L^{DP} e F_L^{DV} . Elas podem ser explicitamente escritas em termos da função $\chi(x, y)$ como:

$$F_C^i(z) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi^i(x, y) \delta(z - x + y) \Theta \left(xy - \frac{M_{J/\psi}^2}{W^2} \right) \quad (6.25)$$

e

$$\begin{aligned} F_L^i(z) &= \int_0^1 dx \int_0^1 dy \chi^i(x, y) \delta(z - 1 + x) \Theta \left(xy - \frac{m_0^2}{W^2} \right) \Theta \left[y - \frac{(M_{J/\psi} + m_0)^2}{W^2} \right] \\ &= \int_{y_{min}}^1 dy \chi^i(x = 1 - z; y) \end{aligned} \quad (6.26)$$

com

$$y_{min} = \text{Max} \left[\frac{m_0^2}{(1-z)W^2}, \frac{m_0^2}{(M_{J/\psi} + m_0)^2} \right] \quad (6.27)$$

onde $z = \frac{E_{J/\psi}}{E_\gamma}$ é a fração de energia do méson J/Ψ . O índice $i = \text{ND, DV ou DP}$ indica que a primeira, segunda ou terceira linha na figura 6.5 é considerada. Ao tratarmos do espectro de partícula dominante, temos que introduzir o vínculo cinemático adicional $y > \frac{(M_{J/\psi} + m_0)^2}{W^2}$, que garante que a massa M_X ($M_X = \sqrt{y}W$, ver figura 6.5), seja grande o suficiente para produzir o méson J/Ψ de massa $M_{J/\psi}$ e a massa mínima m_0 , do CF.

Tendo definido todas as constantes e parâmetros necessários, nós plotamos as seis curvas F_C^{ND} , F_C^{DV} , F_C^{DP} , F_L^{ND} , F_L^{DV} e F_L^{DP} na figura 6.6 em unidades arbitrárias.

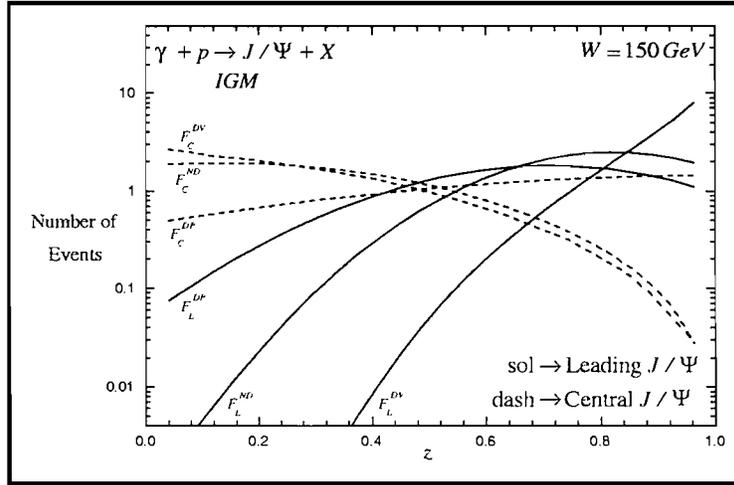


Figura 6.6: Distribuições de Momento de J/ψ

As curvas referentes à produção central estão representadas por linhas tracejadas. As curvas referentes à produção a partir do LJ estão representadas por linhas cheias. Como esperado, a produção central dá origem a J/ψ 's mais lentos e a produção do LJ gera J/ψ 's

mais rápidos. Entre as curvas L (leading) observamos que quando o méson J/ψ emite um Pomeron há um pico ao redor de $z \simeq 1$. Este comportamento é esperado uma vez que a emissão de \mathbb{P} implica em uma perda de energia muito pequena. F_L^{DV} é portanto mais dura que F_L^{ND} e F_L^{DP} . O comportamento das três curvas centrais pode ser entendido como segue. A distribuição não-difrativa define as principais características da produção central no IGM. Nossa curva é bem larga e bastante diferente da distribuição do “fóton resolvido” apresentada na ref. [113] e que tem um pico em $z \rightarrow 0$. Naquele caso o processo relevante é $g + g \rightarrow c\bar{c}$, que dá uma distribuição de momento do par $c\bar{c}$ muito soft. Isso é uma consequência do comportamento das distribuições de gluons a pequenos x 's. No IGM a emissão múltipla (ou radiação) de gluons torna possível uma maior liberação de energia e momento no central fireball e, conseqüentemente, pares $c\bar{c}$'s mais rápidos podem ser formados. Este aspecto do IGM foi discutido no capítulo anterior.

Em processos DV haverá um gap separando o méson vetorial dominante leve e rápido e o méson J/ψ . Essa separação de rapidez impede que o méson J/ψ tenha valores muito grandes para z . Portanto a curva F_C^{DV} cai mais rapidamente que a curva F_C^{ND} para grandes valores de z . No caso DP há um gap entre o méson J/ψ e o próton. Isso faz com que o J/ψ se mova solidário ao méson vetorial dominante. A distribuição F_C^{DP} favorece, portanto, maiores valores de z do que F_C^{ND} .

Vamos agora comparar nossas curvas com os dados experimentais da ref. [113], que foram apresentados em duas amostras. A primeira inclui J/ψ 's com todos os valores do momento transversal p_T e a segunda contém somente J/ψ 's com $p_T^2 \geq 1 (GeV/c)^2$. Nessa última amostra de dados, era esperado que processos soft e difrativos fossem excluídos. Ela seria portanto apropriada para uma descrição através da QCD perturbativa. Cálculos baseados na PQCD foram, de fato, bem sucedidos (cf. ref. [111]).

Vamos discutir inicialmente a amostra de minimum bias que presumivelmente inclui processos não-perturbativos (ou hadrônicos). Todos os diagramas na figura 6.5 devem ser incluídos. Infelizmente nós não somos capazes de calcular o peso relativo de cada uma das seis distribuições. Esperamos, no entanto, que as contribuições não-difrativas sejam dominantes. Mais especificamente, esperamos que F_C^{ND} seja a curva dominante para valores menores de z ($z \leq 0.5$) e que F_L^{ND} seja dominante na região $0.5 \leq z \leq 0.9$ do espectro. Para $z \geq 0.9$ os dados sugerem a existência de um pico que, em nosso modelo é mais naturalmente descrito por F_L^{DV} . Para verificar essas conjecturas ajustamos nossos resultados aos dados experimentais na figura 6.7. Deixando inicialmente a normalização livre, ajustamos F_C^{ND} (linha tracejada), F_L^{ND} (linha pontilhada-tracejada) e F_L^{DL} (linha pontilhada) aos dados nas regiões de z onde elas são dominantes.

Embora não saibamos exatamente como combinar essas contribuições individuais em nosso modelo, podemos utilizar as informações do experimento FTFS [115]. Essa colaboração mediu separadamente as seguintes contribuições: elástica, dissociação do fóton em $J/\psi + X$ (equivalente à nossa componente F_L^{DP}), dissociação com um méson J/ψ isolado em rapidez (nossa componente F_L^{DV}) e produção inclusiva do méson J/ψ sem gap de rapidez (que corresponde à soma $F_L^{ND} + F_C^{ND}$). À parte fatores constantes podemos extrair os pesos relativos das seções de choque correspondentes, identificando $\sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi_{diff} + X) = 4.4 \pm 0.9 nb$ com o peso do espectro integrado F_L^{DV} e $\sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi + X) = 5.1 \pm 1.3 nb$

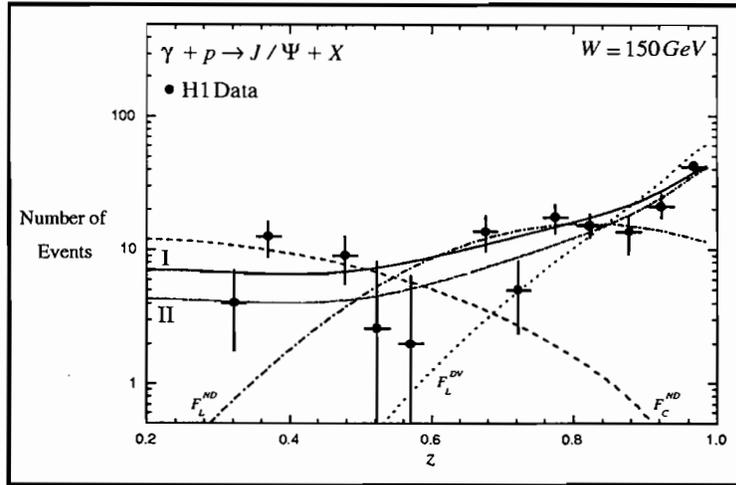


Figura 6.7: Distribuição de Momento do J/ψ

com o peso da soma $F_C^{ND} + F_L^{ND}$. Os pesos relativos resultantes são 0.27, 0.27 e 0.46 para F_C^{ND} , F_L^{ND} e F_L^{DV} . O espectro final com esses pesos é mostrado na figura 6.7 com linhas pontilhadas-tracejadas rotuladas como II. A linha cheia (rotulada como I), mostra a combinação das três distribuições com iguais pesos para F_C^{ND} , F_L^{ND} e F_L^{DV} . As duas escolhas estão em bom acordo com os dados, dentro das barras de erro.

Na figura 6.8 nós comparamos os dados da amostra com $p_T^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ e $0.4 \leq z \leq 0.9$ com F_L^{ND} , que esperamos ser a contribuição dominante do IGM nessa região. Para levar em conta o momento transversal mínimo nós trocamos $M_{J/\psi}$ por $M_T = \sqrt{M_{J/\psi}^2 + p_T^2}$ nas eqs. (6.26) e (6.27). Como pode ser visto o acordo é muito bom.

Na figura 6.9 nós fazemos o mesmo tipo de comparação que a da figura 6.7 entre os resultados de nosso modelo e os dados da colaboração FTPS [115] para uma energia mais baixa. Todas as cinco curvas têm os mesmos significados que as da figura 6.7. A única diferença é que agora elas são calculadas para $E_\gamma = 150 \text{ GeV}$. Dados dos experimentos NMC e NA14 também são mostrados nessa figura.

Do que foi mostrado acima concluímos que, em estreita analogia com o que acontece na hadroprodução de charme, uma parte visível dos dados experimentais pode não ser descrita pela QCD perturbativa. Existe espaço para efeitos hadrônicos (não-perturbativos). Uma maneira de tratá-los é com o mecanismo de dominância vetorial juntamente com alguma descrição da interação méson-próton. O escoamento de energia (e o conseqüente espectro do méson J/ψ) nessas reações é bem entendido no contexto do IGM. A comparação com os dados apresentados nas figuras 6.7 e 6.8 mostra um bom acordo.

Não consideramos esse resultado como a palavra final, uma vez que nós sabemos que a QCD perturbativa deve ser incluída, mas sim como uma indicação de que uma teoria hadrônica de escoamento de energia é compatível com os dados.

Em nosso modelo existem interações perturbativas entre gluons nas nuvens gluônicas mas

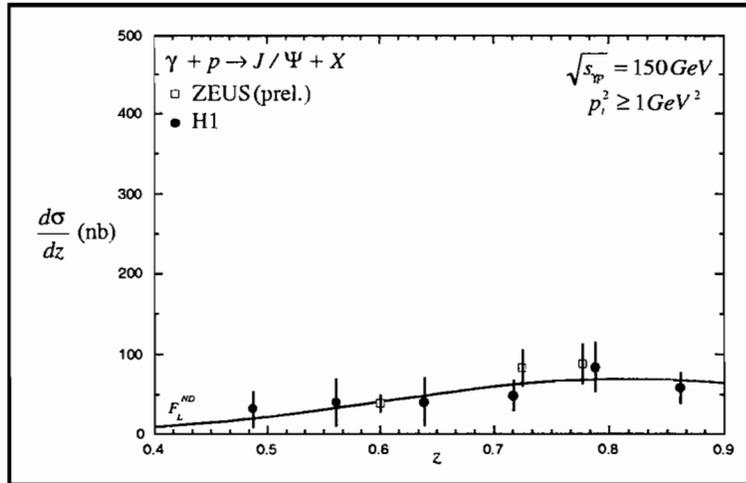


Figura 6.8: Distribuição de Momento do J/ψ

os quarks charmosos não interagem nesse regime. O fato de que nosso resultado para F_L^{ND} concorda tão bem com os dados na figura 6.8 indica que eventos com grandes z 's podem ser interpretados como colisões $J/\psi - p$ periféricas nas quais, a pequena quantidade de gluons no méson J/ψ , não é suficiente para freiá-lo. Obtemos assim partículas dominantes rápidas.

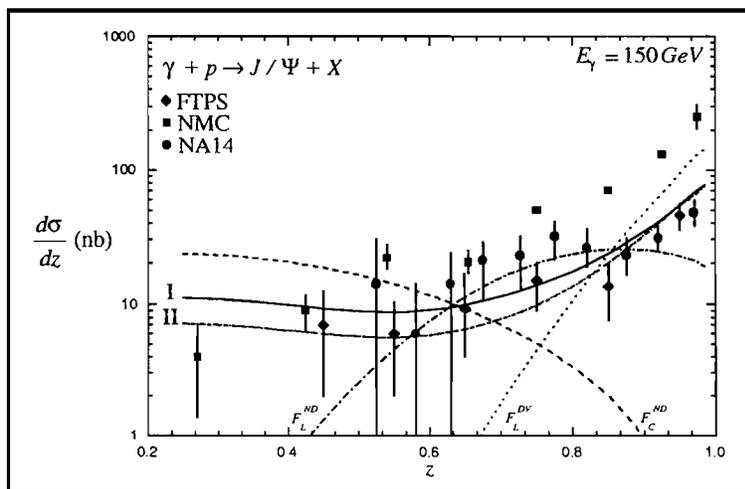


Figura 6.9: Distribuição de Momento do J/ψ

Capítulo 7

CONCLUSÕES

Este texto é o resultado de vários anos de trabalho com fenomenologia das interações fortes a altas energias. Ele descreve a construção e aplicação de um modelo de produção de partículas. Um capítulo é dedicado à estrutura de sabor do núcleon. Ao longo do texto, ao final de cada capítulo ou mesmo ao final de cada seção, surgem pequenas conclusões. Todas elas são válidas desde que um certo conjunto de hipóteses seja válido. Assim, por exemplo, no capítulo 2 concluímos que a inelasticidade K deve crescer com a energia da reação por causa dos minijatos, ou, em outras palavras, por causa da dependência intrínseca em \sqrt{s} das seções de choque da QCD perturbativa.

No capítulo 3 concluímos que, pelo menos no que diz respeito aos espectros de massa difrativa, o espalhamento difrativo é apenas o resultado de espalhamentos múltiplos e incoerentes sujeitos a uma restrição no espaço de fase. O Pomeron é aqui somente uma coleção de gluons obrigada a carregar momento pequeno e fazendo assim surgir o “gap” de rapidez. Definimos uma inelasticidade difrativa e verificamos que ela decresce com a energia. Os resultados obtidos podem parecer surpreendentes, já que em outras abordagens a difração é um processo essencialmente quântico e aqui nós não consideramos efeitos ligados à interferência. O que concluímos aqui é que esses efeitos não se manifestam no espectro de massas.

No capítulo 4 concluímos que a probabilidade de encontrar flutuações com charme no interior do núcleon é da ordem de grandeza de 1%. Concluímos também que charme intrínseco e nuvem mesônica charmosa são aproximadamente sinônimos. No mínimo, uma grande parte do primeiro está contida na segunda. Concluímos ainda que em cálculos com a nuvem mesônica, tanto no caso das propriedades estáticas como no cálculo de funções de distribuição de partons no cone de luz, ao contrário de estimativas ingênuas baseadas na comparação de massas e constantes de acoplamento, estados excitados mais altos são importantes e não podem ser ignorados. Isto significa que não há, neste caso, uma “expansão convergente no inverso da massa”.

No capítulo 5 “sujamos as mãos” com a hadronização e produção de partículas.

Do estudo da produção de partículas carregadas surge a conclusão de que o processo de hadronização não altera o comportamento da inelasticidade (agora K_e) com a energia. É também interessante observar separadamente as contribuições individuais, vindas do CF e do LJ, vindas das interações soft e semi-hard.

A análise dos dados de produção de charme mostra que o fenômeno das partículas dominantes e da assimetria pode ser bem entendido através da correlação cinemática entre a produção central e a produção na região de fragmentação. Fazemos previsões para colisões a energias mais altas e com produção de outros sabores. A mais interessante é que as assimetrias diminuem com a energia da colisão e também diminuem com a massa do méson produzido.

A aplicação do modelo de nuvem mesônica à produção de estranheza mostra que ele sozinho não é capaz de explicar as distribuições de momento longitudinal das partículas estranhas. No entanto, se a ele for adicionado um mecanismo de “freimento”, um bom acordo é obtido na região de interesse (grandes x_F 's). Em vista do interesse que este modelo tem despertado recentemente, nós achamos que vale a pena refiná-lo. O tratamento que foi dado aqui à perda de energia e excitação do núcleon, embora animador, é muito simplificado. É possível, por exemplo tratar o méson (ou o bárion) como um “párton” do núcleon com a função de distribuição $f(y)$ do MCM e supor que ele interage com um Pomeron ou méson do outro núcleon. As distribuições e seções de choque são mais ou menos conhecidas. Este pode ser um exercício interessante especialmente agora, que existem dados do FERMILAB sobre produção dianteira de partículas estranhas.

No capítulo 6, usando a hipótese da dominância vetorial, estendemos a aplicação do IGM ao HERA. Concluimos que o espectro de massas difrativas pode ser bem descrito pelo modelo, que o nosso modelo privilegia o “hard Pomeron” e desfavorece o “soft Pomeron”, que os minijatos não são importantes em processos difrativos e que, no que concerne apenas à distribuição de elasticidade, o modelo de dominância vetorial continua funcionando para a produção de J/ψ .



Capítulo 8

APÊNDICE

Neste apêndice vamos brevemente apresentar o formalismo do espalhamento profundamente inelástico na nuvem mesônica com ênfase na derivação da função $f(y)$, que representa a distribuição de momento fracionário y do méson.

No caso geral do espalhamento profundamente inelástico (ou DIS), um hádron h com momento p bem definido colide com um elétron e de alta energia e é espalhado por um fóton γ que carrega momento q . Este hádron se desintegra produzindo fragmentos X . A figura 8.1 mostra esquematicamente o quadrado da amplitude de espalhamento. A elipse tracejada se refere à parte hadrônica do processo que está associada ao tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$. Podemos escrevê-lo na seguinte forma:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M} \sum_N \left(\frac{1}{2} \sum_s \right) \int \prod_{n=1}^N \frac{d^3 p'_n}{(2\pi)^3 2E'_n} \langle H(p) | j_\mu^\dagger | X \rangle \langle X | j_\nu | H(p) \rangle (2\pi)^4 \delta^4(p + q - \sum_n p'_n), \quad (8.1)$$

onde q e p representam respectivamente os quadrimomentos do fóton e do hádron H , N é o número de partículas produzidas, a soma em s representa a soma sobre os spins e p'_n é o momento da n -ésima partícula. M é a massa do hádron.

No caso considerado aqui, também conhecido como processo Sullivan, a interação do fóton se dá com um pión emitido pelo núcleon (veja figura 8.2). Podemos generalizar o processo Sullivan para qualquer méson que seja emitido pelo núcleon e a probabilidade de que este determinado méson seja emitido com determinado momento k é a função $f_M(y)$, onde y é uma fração do momento do núcleon carregada pelo méson.

A figura 8.3 mostra a definição do tensor $C_{\mu\nu}$, o análogo de $W_{\mu\nu}$ quando o alvo atingido pelo fóton é um pión, que pode ser escrito como:

$$C_{\mu\nu} = \sum_N \int \prod_{n=1}^N \frac{d^3 p'_n}{(2\pi)^3 2E'_n} \langle \pi(k) | j_\mu^\dagger | X \rangle \langle X | j_\nu | \pi(k) \rangle (2\pi)^4 \delta^4(k + q - \sum_n p'_n), \quad (8.2)$$

onde k é o momento do π .

A comparação das figuras 8.1, 8.2 e 8.3 mostra que quando o processo Sullivan é dominante o quadrado da amplitude do DIS pode ser fatorizado e o tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ pode

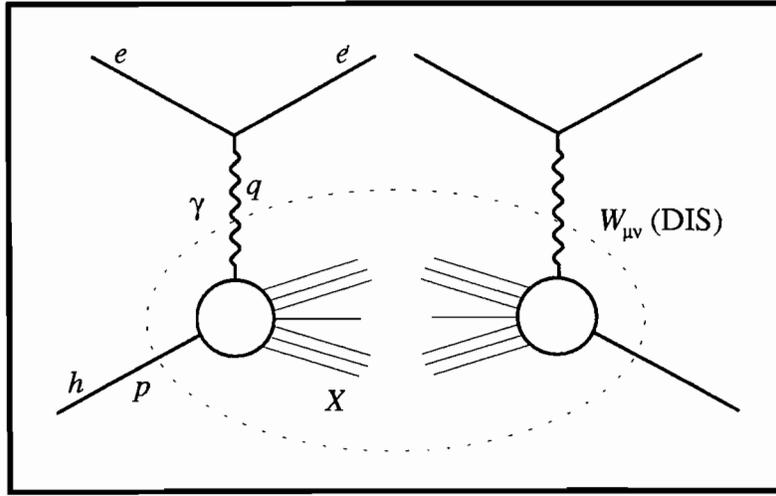


Figura 8.1: Quadrado da Amplitude do DIS

ser entendido com o produto da “probabilidade do núcleo emitir um píon (méson) vezes o tensor $C_{\mu\nu}$ ”, ou seja:

$$W_{\mu\nu} \approx f_M(k) \cdot C_{\mu\nu}. \quad (8.3)$$

onde $f_M(k)$ é essencialmente o quadrado do propagador do méson e portanto $f_M(k) \simeq 1/k^4$. Para determinar a forma exata de $f_M(k)$ vamos calcular o diagrama mostrado na figura 8.4, que mostra o processo $\gamma N \rightarrow B X$ com a troca de um méson M , onde γ é um fóton, N o núcleo, B um bárion e X qualquer coisa produzida no espalhamento.

A amplitude para o caso de mesons pseudoescalares é dada por:

$$A_\mu = g_{NBM} F(k^2) \bar{u}_B(p-k) i\gamma_5 u_N(p) \frac{1}{k^2 - m_M^2} \langle X | j_\mu | M(k) \rangle. \quad (8.4)$$

Na expressão acima temos o produto de duas correntes e um propagador de méson (m_M é a massa do méson) e g_{NBM} é a constante de acoplamento núcleo-bárion-méson. O núcleo já possui estrutura dada pelo fator de forma $F(k^2)$.

Para calcular a seção de choque tomamos o quadrado da amplitude, somamos sobre as polarizações (spins) iniciais e finais e dividimos pelo número de polarizações (spins) iniciais, ou seja:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger &= g_{NBM}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) \frac{1}{2} \sum_s \bar{u}_B(p-k) [-i\gamma_5] u_N(p) \\ &\cdot \bar{u}_N(p) [i\gamma_5] u_B(p-k) \sum_X \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle \end{aligned} \quad (8.5)$$

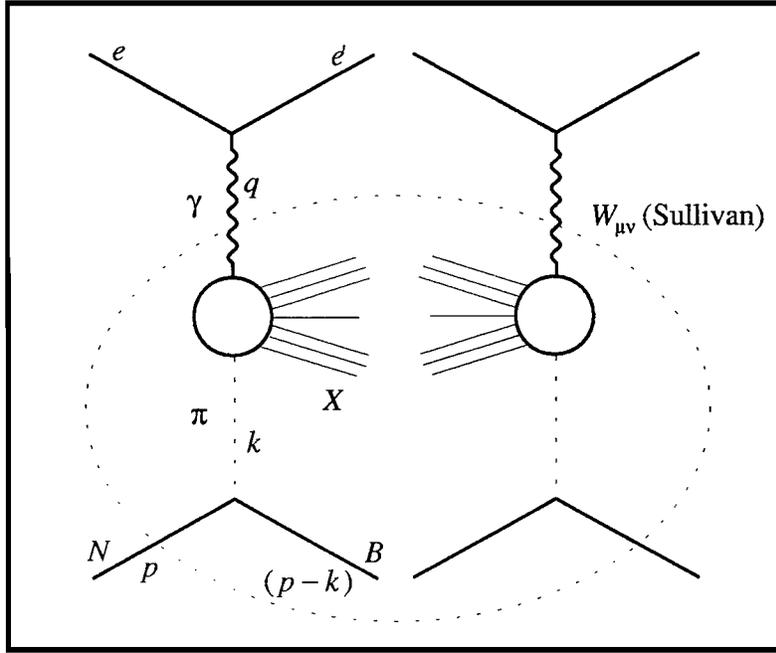


Figura 8.2: Quadrado da Amplitude do Processo Sullivan

onde

$$\Delta(k^2) = \frac{1}{k^2 - m_M^2} \quad (8.6)$$

Fazendo todas as somas, usando as propriedades dos espinores de Dirac e calculando os traços chegamos a:

$$\frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger = g_{NBM}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) [\delta^2 - k^2] \cdot \sum_X \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle. \quad (8.7)$$

onde $\delta^2 = M_B^2 - M^2$, M é massa do núcleo e M_B é massa do bárion.

Construímos o tensor hadrônico $W_{\mu\nu}$ para o processo de Sullivan da seguinte forma:

$$W_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M} \int \left(\frac{1}{2} \sum_{s,X} A_\mu A_\nu^\dagger \right) \frac{d^3 p_B}{(2\pi)^3 2E_B} \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} \times (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_X - p_B), \quad (8.8)$$

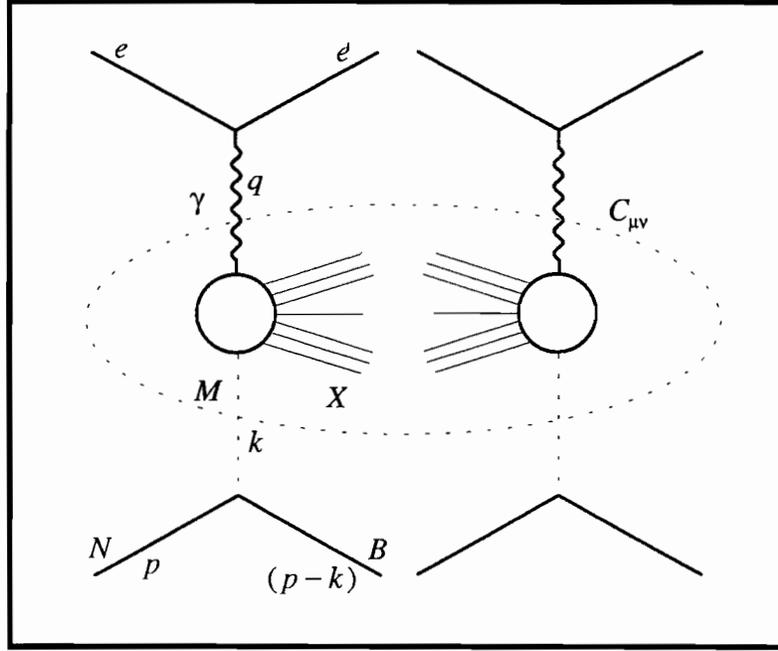


Figura 8.3: Tensor Hadrônico no Caso do DIS na Nuvem Mesônica

onde o denominador na frente vem do fator de fluxo, as diferenciais são do espaço de fase final e a *delta* assegura a conservação de energia e momento. Reagrupando os termos da equação acima podemos escrever:

$$dW_{\mu\nu} = \frac{1}{4\pi M} g_{NBM}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k) \frac{d^3 p_B}{(2\pi)^3 2E_B} 2\pi C_{\mu\nu}, \quad (8.9)$$

onde $T(k) = \delta^2 - k^2$ e:

$$C_{\mu\nu} = \sum_X \int \frac{d^3 p_X}{(2\pi)^3 2E_X} \langle M(k) | j_\mu | X \rangle \langle X | j_\nu | M(k) \rangle \times (2\pi)^3 \delta^4(p + q - p_X - p_B). \quad (8.10)$$

Lembrando que $p - p_B = k$ e que X representa um sistema de N partículas, observamos que a expressão acima coincide com a definição (8.2).

Definindo as seguintes variáveis:

$$w \equiv \frac{2p \cdot q}{Q^2} \quad w' \equiv \frac{2q \cdot k}{Q^2}, \quad (8.11)$$

$$x \equiv \frac{1}{w} \quad x' \equiv \frac{1}{w'}, \quad (8.12)$$

$$t \equiv -k^2 \quad Q^2 \equiv -q^2, \quad (8.13)$$

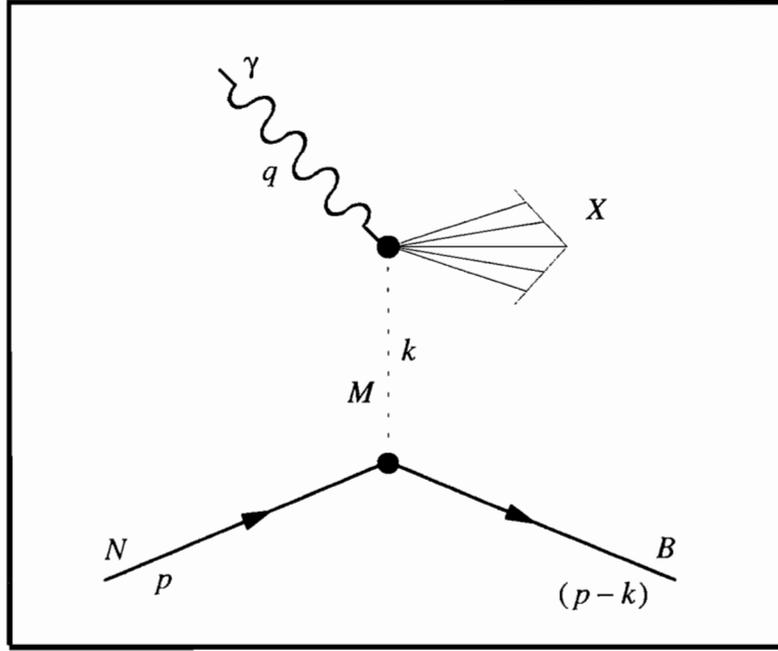


Figura 8.4: Amplitude do Processo Sullivan para um Méson Genérico

podemos escrever:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 p_B}{E_B} &= E_B dE_B d\Omega = \frac{\pi}{w} dt dw \\ &= -\pi dt dx' \frac{x}{x'^2}, \end{aligned} \quad (8.14)$$

e, substituindo na eq. (8.9) obtemos:

$$2M \frac{dW_{\mu\nu}}{dt dx'} = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{(-x)}{x'^2} g_{NBM}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k) C_{\mu\nu}. \quad (8.15)$$

Multiplicamos agora os dois lados da equação acima por $\epsilon_\mu^\lambda \epsilon_\nu^\lambda$ e somamos sobre as helicidades λ . Usamos a decomposição de $W_{\mu\nu}$:

$$W_{\mu\nu} = W_1 \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + W_2 \frac{1}{M^2} \left(p_\mu + \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu + \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right), \quad (8.16)$$

e lembramos que o tensor $C_{\mu\nu}$ admite decomposição análoga. Como o fóton é de tipo espaço podemos escrever:

$$\sum_\lambda (-1)^{\lambda+1} \epsilon_\mu^\lambda \epsilon_\nu^\lambda = -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}, \quad (8.17)$$

onde a soma é feita sobre $\lambda = -1, 0, +1$. Com o auxílio das duas expressões acima as contrações podem ser feitas dando origem a vários termos dos dois lados da equação (8.15). No limite de Bjorken ($Q^2 \rightarrow \infty, \nu \rightarrow \infty, x$ fixo) apenas os termos contendo W_1 e C_1 sobrevivem. Neste limite:

$$M W_1 \rightarrow F_1^N(x) = \frac{F_2^N(x)}{2x} \quad (8.18)$$

e também

$$C_1 \rightarrow F_1^M(x') = \frac{F_2^M(x')}{2x'} \quad (8.19)$$

onde N e M representam respectivamente núcleon e méson. Chegamos então a:

$$2 \frac{d}{dt dx'} \left(\frac{F_2^N}{2x} \right) = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{(-x)}{x'^2} g_{NBM}^2 F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k) \frac{F_2^M}{x'}, \quad (8.20)$$

ou seja,

$$F_2^N = - \int dt dx' \frac{g_{NBM}^2}{16\pi^2} \frac{x^2}{x'^2} F^2(k^2) \Delta^2(k^2) T(k) \frac{F_2^M}{x'}. \quad (8.21)$$

Definindo $y = x/x'$ e lembrando que $t = -k^2$, escrevemos

$$\begin{aligned} F_2^N &= - \int_x^1 dy y \int_{t_{min}}^{\infty} dt \frac{g_{NBM}^2}{16\pi^2} F^2(t) T(t) F_2^M(x/y) \\ &\equiv \int_x^1 dy f_M(y) F_2^M(x/y). \end{aligned} \quad (8.22)$$

Finalmente encontramos:

$$f_M(y) = \frac{g_{NBM}^2}{16\pi^2} y \int_{t_{min}}^{\infty} dt F^2(t) \frac{T(t)}{(t + m^2)^2}, \quad (8.23)$$

onde

$$t_{min} = \frac{M_B^2 y}{1 - y} - M^2 y \quad (8.24)$$

Bibliografia

- [1] G.N. Fowler, F.S. Navarra, M. Plümer, A. Vourdas, R.M. Weiner and G. Wilk, *Phys. Lett.* **B214** (1988) 657.
- [2] G.N. Fowler, F.S. Navarra, M. Plümer, A. Vourdas, R.N. Weiner and G. Wilk, *Phys. Rev.* **C40** (1989) 1219.
- [3] F.O. Durães, F.S. Navarra and G. Wilk, *Phys. Rev.* **D47** (1993) 3049.
- [4] F.O. Durães, F.S. Navarra and G. Wilk, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 3049.
- [5] F.O. Durães, F.S. Navarra, C.A.A. Nunes e G. Wilk, *Phys. Rev.* **D53** (1996) 6136.
- [6] F.O. Durães, F.S. Navarra and G. Wilk, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 2708.
- [7] F.O. Durães, F.S. Navarra and G. Wilk, *Phys. Rev.* **D56** (1997).
- [8] “ J/ψ Elasticity Distribution in the Vector Dominance Approach”, F.O. Durães, F.S. Navarra and G. Wilk, submetido à Physical Review D.
- [9] K.J. Eskola, preprint nucl-th/9705027. Neste artigo há uma lista extensa e atualizada de referências sobre o tema.
- [10] F.S. Navarra and D. Treleani, *Int. Jour. Mod. Phys.* **E2** (1993) 207.
- [11] T.K. Gaisser and T. Stanev, *Phys. Lett.* **B219** (1989) 375.
- [12] T. Sjostrand and M. van Zijl, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 2019.
- [13] X. N. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 3501; **D45** (1992) 844.
- [14] K. Geiger, *Phys. Rev.* **D46** (1992) 4965; **D46** (1992) 4986.
- [15] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, *Z. Phys.* **C67** (1995) 433 e referências citadas.
- [16] F.A. Berends and W.T. Giele, *Nucl. Phys.* **B313** (1989) 595.
- [17] D.B. DeLaney et al., *Phys. Lett.* **B342** (1995) 239 e referências citadas.
- [18] F.S. Navarra and C.A.A. Nunes, *Phys. Lett.* **B356** (1995) 439.

- [19] H.G. Dosch, E. Ferreira and A. Kramer, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 1992.
- [20] M. D'Elia, A. di Giacomo and E. Meggiolaro, hep-lat/9705032; A. di Giacomo and H. Panagopoulos, *Phys. Lett.* **B285** (1992) 133.
- [21] J. Bellandi, R.J.M. Covelan and A.L. Godoi, *Phys. Lett.* **B343** (1995) 410.
- [22] Y. Hama and S. Paiva, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3070; S. Paiva, Y. Hama and T. Kodama, *Phys. Rev.* **C55** (1997) 1455.
- [23] Y.M. Shabelski et al., *J. Phys.* **G18** (1992) 1281 e referências citadas.
- [24] D. Linkai and Z. Qingqi, *Phys. Lett.* **B297** (1992) 201.
- [25] M.T. Nazirov and P.A. Usik, *J. Phys.* **G18** (1992) L7.
- [26] J. Dias de Deus and A.B. Padua, *Phys. Lett.* **B315** (1993) 188; A. Ohsawa and K. Sawayanagi, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 3128.
- [27] A. Corsetti, R.M. Godbole and G. Pancheri, hep-ph/9707360; K. Honjo et al., *Phys. Rev.* **D48** (1993) 1048.
- [28] C. Albajar et. al, UA1 Collaboration, *Nucl. Phys.* **B309** (1988) 405.
- [29] I. Sarcevic, S. D. Ellis and P. Carruthers, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 1446.
- [30] Barton et al., *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2580.
- [31] D. Brick et al., *Phys. Lett.* **B103** (1981) 241.
- [32] P. Landshoff, *Nucl. Phys.* **B12** (Proc. Suppl.), (1990) 397.
- [33] A. Donnachie and P. Landshoff, *Nucl. Phys.* **B303** (1988) 634; **B244** (1984) 322.
- [34] G. Ingelman and P.E. Schlein, *Phys. Lett.* **B152** (1985) 256.
- [35] B.R. Desai and U.P. Sukhatme, *Z. Phys.* **C24** (1984) 277.
- [36] V. Innocente et al., *Phys. Lett.* **B169** (1986) 285.
- [37] L. Lönnblad, *Z. Phys.* **C65** (1995) 285.
- [38] J.C. Collins et al., *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3182.
- [39] M.G. Albrow et al., *Nucl. Phys.* **B108** (1976) 1.
- [40] M. Bozzo et al. (UA4 Collab.), *Phys. Lett.* **B136** (1984) 217.
- [41] N.A. Amos et al. (E710 Collab.), *Phys. Lett.* **B301** (1993) 313; F. Abe et al. (CDF Collab.), *Phys. Rev.* **D50** (1994) 5535 (e referências citadas).

- [42] P.J. Sutton, A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 2349.
- [43] H. Dijkstra et al., *Z. Phys.* **C31** (1986) 391.
- [44] M. Adamus et al., *Z. Phys.* **C39** (1988) 301.
- [45] K.Goulianos, *Phys. Lett.* **B358** (1995) 379 e referências citadas.
- [46] J. Bellandi, A.L. Godoi, R.J.M. Covolan and J. Montanha, "Diffractive Contribution to the Elasticity and to the Nucleonic Flux in the Atmosphere", Rockefeller University Report RU 96/E-07 (1996).
- [47] Cf., for example, Q.Q.Zhu, L.K.Ding, G.J.Wang and Y.D.He, *J.Phys.* **G20** (1994) 1383 e referências citadas.
- [48] P.E. Karchin, "Hadroproduction of Charm and Beauty", hep-ph/9703331, 1997.
- [49] M.Adamovich et al. (WA82 Collab.), *Phys. Lett.* **B306** (1993) 402; G.A.Alves et al. (E769 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 812.
- [50] S.Frixione et al., *Nucl. Phys.* **B431** (1994) 453; P.Nason, S.Dawson and K.Ellis, *Nucl. Phys.* **B327** (1989) 49.
- [51] T.Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* **39** (1986) 344; T.Sjöstrand and Bengtsson, *Comp. Phys. Commun.* **43** (1987) 367.
- [52] S.J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2745; S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson and N. Sakai, *Phys. Lett.* **B93** (1980) 451.
- [53] R. Vogt, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **55A** (1997) 135; R.Vogt and S.J.Brodsky, *Nucl. Phys.* **B438** (1995) 261.; R.Vogt, S.J.Brodsky and P.Hoyer, *Nucl. Phys.* **B383** (1992) 643.
- [54] E. Hoffmann and R. Moore, *Z. Phys.* **C20** (1983) 71.
- [55] J.F. Donoghue and E. Golowich, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 3421.
- [56] M.J. Musolf and M. Burkardt, *Z. Phys.* **C61** (1994) 433.
- [57] W. Koepf, E.M. Henley and S.J. Pollock, *Phys. Lett.* **B288** (1992) 11; W. Koepf and E.M. Henley, *Phys. Rev.* **C49** (1994) 2219.
- [58] W. Koepf, E.M. Henley and M. Alberg, "Mesons and the Structure of Nucleons", preprint DOE/ER/40427-08-N94.
- [59] T.D. Cohen, H. Forkel and M. Nielsen, *Phys. Lett.* **B316** (1993) 1; H. Forkel, M. Nielsen, X. Jin and T.D. Cohen, *Phys. Rev.* **C50** (1994) 3108.
- [60] K. Ohta, *Phys. Rev.* **D35** (1987) 785.

- [61] R.G. Sachs, *Phys. Rev.* **126** (1962) 2256.
- [62] MIT-Bates Proposal No. 89-06, R.D. McKeown and D.H. Beck, contact people.
- [63] CEBAF Proposal No. PR-91-004, E.J. Beise, spokesperson; CEBAF Proposal No. PR-91-010, J.M. Finn and P.A. Souder, spokespersons; CEBAF Proposal No. PR-91-017, D.H. Beck, spokesperson.
- [64] R. L. Jaffe, *Phys. Lett.* **B229** (1989) 275.
- [65] S. Hong and B. Park, *Nucl. Phys.* **B561** (1993) 525.
- [66] H. Forkel, M. Nielsen, X. Jin and T.D. Cohen, *Phys.Rev.* **C50** (1994) 3108.
- [67] H.-W. Hammer, Ulf-G. Meißner and D. Drechsel, *Phys. Lett.* **B367** (1996) 323.
- [68] W. Melnitchouk and M. Malheiro, *Phys.Rev.* **C55** (1997) 431.
- [69] P. Geiger and N. Isgur, preprint hep-th/9610445.
- [70] J.D. Sullivan, *Phys.Rev.* **D5** (1972) 1732.
- [71] M. Przybycien, A. Szczurek and G. Ingelman, DESY Report DESY 96-073 ; hep-ph/9606294.
- [72] A.I. Signal and A.W. Thomas, *Phys. Lett.* **B191** (1987) 205.
- [73] CCFR Collaboration, A.O. Bazarko et al., *Z. Phys.* **C65** (1995) 189.
- [74] X. Ji and J. Tang, *Phys. Lett.* **B362** (1995) 182.
- [75] W. Koepf, L.L. Frankfurt and M. Strikman, *Phys.Rev.* **D53** (1996) 2586.
- [76] S.J. Brodsky and B.Q. Ma, *Phys. Lett.* **B381** (1996) 317.
- [77] CTEQ Collab., J. Botts et al., *Phys. Lett.* **B304** (1993) 159 ; W.L. Lai et al., *Phys.Rev.* **D51** (1995) 4763.
- [78] F.S. Navarra, M. Nielsen, C.A.A. Nunes and M. Teixeira, *Phys.Rev.* **D54** (1996) 842.
- [79] M. Neubert, *Phys. Rep.* **245** (1994) 259.
- [80] W.-Y.P. Hwang, J. Speth and G.E. Brown, *Z. Phys.* **A339** (1991) 383.
- [81] B. Holzenkamp, K. Holinde and J. Speth, *Nucl. Phys.* **A500** (1989) 485.
- [82] Veja, por exemplo, Y. Hama and F.S. Navarra, *Z. Phys.* **C53** (1992) 502; **C26** (1984) 465; *Phys. Lett.* **B129** (1983) 251 e referências citadas.
- [83] R.D. Field, Applications of Perturbative QCD, *Frontiers in Physics*, Vol. 77, 1989.

- [84] X.N. Wang, *Phys. Rev.* **D43** (1991) 104 e referências citadas.
- [85] E. Pare et al., *Phys. Lett.* **B242** (1990) 531.
- [86] C. Geich-Gimbel, *Int. Jour. Mod. Phys.* **A4** (1989) 1527.
- [87] F. Abe et al., *Phys. Rev.* **D41** (1990) 2330.
- [88] C. Peterson et al., *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105.
- [89] V. Barger, F. Halzen and W. Y. Keung, *Phys. Rev.* **D25** (1982) 112.
- [90] R.C.Hwa, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 85.
- [91] K.Rybicki, *Charm production in hadronic collisions*, invited talk at *XXV Int. Symp. on Multip. Dynamics*, Stará Lesná, Slovakia, 12-16 September 1995, to be published in the proceedings).
- [92] D. M. Alde et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 133 e referências citadas.
- [93] T. Carter , Fermilab Report FNAL-CONF-94/383 (1994).
- [94] “Firetube Model: strangeness and charm production”, C.E.M. Aguiar, T. Kodama, R.A.M.S. Nazareth and G. Pech , proceedings on *Relativistic Aspects of Nuclear Physics*, Rio de Janeiro (1993), World Scientific Publishing (1994)27-48; “ Leading/Nonleading Charm Hadroproduction in the Quark-Gluon String Model”, O. I. Piskounova, Dubna Report (1995).
- [95] K. Werner, *Phys.Rep.* **232** (1993) 87.
- [96] T. Kodama, R. Nazareth, G. Pech, C. Aguiar, *Phys.Rev.* **C56** (1996) 59.
- [97] R. Vogt and S.J. Brodsky, *Nucl.Phys.* **B478** (1996) 311 e referências citadas.
- [98] “Virtual meson cloud of the nucleon and intrinsic strangeness and charm”, S. Paiva, M. Nielsen, F.S. Navarra, F.O. Durães and L. Barz, IFUSP Report IFUSP/P-1240, hep-ph/9610310.
- [99] F. LoPinto et al., *Phys.Rev.* **D22** (1980) 573.
- [100] S. Erhan et al., *Phys. Lett.* **B85** (1979) 447.
- [101] H. Kichimi et al., *Phys.Rev.* **D20** (1979) 37.
- [102] K. Jaeger et al., *Phys.Rev.* **D11** (1975) 2045.
- [103] EHS-RCBC Collaboration, M. Asai et al., *Z. Phys.* **C27** (1985) 11.
- [104] J.R. Johnson et al., *Phys.Rev.* **D17** (1978) 1292.

- [105] K.Goulianos, *Phys. Rep.* **101** (1983) 169.
- [106] C. Adloff et al., (H1 Collab.), DESY Report DESY 97-009; hep-ex/9702003.
- [107] S.D.Holmes, W. Lee, J.E. Wiss, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* , **35** (1985) 397 ; T.H. Bauer, R.D. Spidal, D.R. Yennie , F.M. Pipkin, *Rev. Mod. Phys.* **50** (1978) 261; J.Sakurai, *Ann. Phys.* **11** (1960) 1 and *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 981.
- [108] ZEUS Collaboration: M.Derrick et al., *Z. Phys.* **C68** (1995) 569 e referências citadas.
- [109] H1 Collaboration: T. Ahmed et al., *Nucl. Phys.* **B435** (1995) 3; **B429** (1994) 477.
- [110] Uma revisão recente pode ser encontrada em N. Cartiglia, “Diffraction at HERA”, hep-ph/9703245, 1997.
- [111] P.Hoyer, *Charmonium production at ELFE energies*, hep-ph/9702385 e referências citadas; M. Kramer, *Nucl. Phys.* **B459** (1996) 3; M. Cacciari and M. Kramer, *Phys. Rev. Lett.* **76** 4128.
- [112] H. Jung, G.A. Schuler and J. Terron, *Int. Jour. Mod. Phys.* **A7** (1992) 7955.
- [113] S.Aid et al., (H1 Collab.), *Nucl. Phys.* **B472** (1996) 3 (hep-ex/9603005); M.Derrick et al. (ZEUS Collab.), *Phys. Lett.* **B350** (1995) 120.
- [114] D. Kharzeev and H. Satz, *Phys. Lett.* **B366** (1996) 316; **B356** (1995) 365; **B334** (1994) 155.
- [115] B.H. Denby et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 795.