

Gerson Pech

**PRODUÇÃO DE CHARME EM COLISÕES HADRÔNICAS
PELO MODELO DE TUBO DE FOGO**

Tese de
DOUTORADO

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, fevereiro 1996

À Simone e

ao Breno.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Takeshi Kodama, pelo muito que me ensinou.

- Aos Profs. Carlos Eduardo Aguiar e Rui Alberto Mira dos Santos Nazareth pelas preciosas colaborações e discussões em todo o desenvolvimento deste trabalho.

- A todos os colegas do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias do CBPF, em especial aos Profs. Emil de Lima Medeiros, Edgar Corrêa de Oliveira, Arnaldo José Santiago, Hilário Rodrigues Gonçalves, Dirceu Portes Jr. e Marcello Gonçalves pelo incentivo que me deram.

- Ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias do CBPF pelo apoio.

- Ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias da UERJ, que vem crescendo cientificamente.

- Ao CNPq pelo apoio financeiro.

- À Simone, por tudo.

Resumo

Neste trabalho, mostramos que o modelo de tubo de fogo, utilizado anteriormente para explicar a produção de hádrons leves, é capaz de descrever também a produção de partículas charmosas em colisões hadrônicas. Para isso, discutimos a possibilidade de um campo cromoeletrico intenso ser criado entre dois hádrons que colidem, devido a troca de alguns glúons, mostrando que esta visão é consistente com o mecanismo não-perturbativo de Schwinger para a produção de charme.

Abstract

In this work we show that the firetube model, used earlier to explain light hadron production, it's able to describe the charmed particle production in hadronic collisions. We discuss the possibility that the exchange of several gluons produces an intense chromoelectric flux in between colliding hadrons showing that this picture is consistent with a non-perturbative Schwinger mechanism.

CONTEÚDO

1	Introdução	1
2	Hádrons e Quarks	7
2.1	A Simetria dos Hádrons	7
2.2	A Simetria dos Quarks	13
2.3	Cromodinâmica Quântica	21
2.4	Interação Eletrofraca	29
3	Dados Experimentais da Produção de Charme	38
3.1	Descoberta do Charme	39
3.2	Seção de Choque Total	40
3.3	Seção de Choque Diferencial	44
3.4	Efeito de Partícula Liderante	47
4	Modelos Teóricos de Produção Hadrônica de Charme	51
4.1	QCD Perturbativa	52

4.2	Dinâmica Semi-Clássica de String – Modelo de Lund	59
4.3	Charme Intrínseco	68
5	Tubo de Fogo	75
5.1	Formação do Tubo de Fogo	75
5.1.1	O Campo Cromoelétrico	75
5.1.2	Evolução Cinemática	85
5.1.3	Produção de Pares de Partículas	88
5.1.4	Correção Para Tamanho Finito	93
5.2	Fragmentação do Tubo de Fogo	97
5.2.1	Probabilidade de Fragmentação	97
5.2.2	Probabilidade de Quebra nos Extremos	102
5.2.3	Distribuições de Massa e Rapidez	103
5.3	Decaimento das Bolas de Fogo	104
5.3.1	Expansão Longitudinal	104
5.3.2	Decaimento Térmico	105
6	Resultados e Discussões	110
6.1	Colisão Próton-Próton	111

6.1.1	Correlação entre sentidos opostos	111
6.1.2	Produção de Hádrons Leves	113
6.1.3	Produção de Charme	118
6.2	Colisão Píon-Próton	125
6.2.1	Produção de Hádrons Leves	125
6.2.2	Produção de Charme	125
7	Conclusões e Perspectivas	132
A	Produção de Pares via Tunelamento	137

LISTA DE FIGURAS

2.1	O octeto de bárions $J^P = 1/2^+$	14
2.2	O octeto pseudoescalar.	14
2.3	A representação de triplete do SU(3).	16
2.4	O decuplete dos bárions	17
2.5	O multiplete básico de SU(4)	18
2.6	Os 16 mésons pseudoescalares	19
2.7	Bárions de spin 1/2	20
2.8	Bárions de spin 3/2	20
2.9	Vértice quark-antiquark-glúons	26
2.10	Anomalia do triângulo fermiônico	37
3.1	Seção de choque total por nucleon.	42
3.2	Distribuição diferencial em x_F e p_t^2 em colisões $p-p$	46
3.3	Distribuição diferencial em x_F e p_t^2 em colisões $\pi-p$	46
3.4	Distribuição diferencial de estados <i>liderantes</i> e não- <i>liderantes</i>	48

3.5	Assimetria <i>versus</i> x_F	49
4.1	QCD perturbativa.	53
4.2	Diagramas de ordem α_s^2	55
4.3	Diagramas de ordem α_s^3	55
4.4	Dependência da seção de choque com μ_r	56
4.5	Bandas de incerteza da QCD.	57
4.6	Correlação angular.	59
4.7	Linhas de campo.	60
4.8	Formação dos hádrons no modelo de Lund.	61
4.9	Trajetórias do quark e do anti-quark no modelo de Lund.	63
4.10	Diagrama espaço-tempo no modelo de Lund.	64
4.11	Trajetórias dos quarks massivos.	65
4.12	Produção de um par- $q\bar{q}$ massivo.	66
4.13	Componente de charme intrínseco do estado de Fock do próton.	69
4.14	Distribuição em momento para a colisão $\pi-p$	73
4.15	Distribuição em momento para a colisão $p-p$	74
5.1	Representação do tubo de fogo.	76

5.2	Diagrama dos multipletos de SU(3) de cor.	82
5.3	Deslocamentos no espaço SU(3) de cor.	83
5.4	Evolução cinemática do tubo de fogo.	86
5.5	Diagrama para a força.	92
5.6	Blindagem da carga no tubo de fogo	92
5.7	Dependência da correção de tamanho finito com o campo.	95
5.8	Formação das bolas de fogo.	100
6.1	Correlação entre partículas de sentidos opostos.	112
6.2	Distribuição em rapidez de partículas carregadas.	114
6.3	Distribuição em pseudo-rapidez de partículas negativas.	115
6.4	Distribuição em p_t de píons.	116
6.5	Distribuição em x_F de káons e lambdas.	117
6.6	Distribuição em p_t de káons.	118
6.7	Distribuição em x_F de partículas charmosas.	120
6.8	Distribuição em p_t de partículas charmosas.	121
6.9	Distribuição em x_F de partículas charmosas.	122
6.10	Distribuição em p_t de partículas charmosas.	123

6.11	Seção de choque total de partículas charmosas.	126
6.12	Distribuição em pseudo-rapidez de partículas carregadas em colisões $\pi-p$	126
6.13	Distribuição em x_F de partículas charmosas em colisões $\pi-p$	128
6.14	Distribuição em p_t de partículas charmosas numa colisão $\pi-p$	129
6.15	Distribuição em x_F de partículas charmosas <i>liderantes</i> e não- <i>liderantes</i>	130
6.16	Assimetria $\times x_F$	131

CAPÍTULO 1

Introdução

A produção múltipla de partículas em colisões ultrarelativísticas de íons pesados revela uma série de questões importantes principalmente no que se refere aos mecanismos pelos quais a matéria é formada e à sua conseqüente evolução. O fato é que o único meio direto disponível para investigar as propriedades termodinâmicas da matéria hadrônica ultra-densa em laboratório são as colisões nucleares a altas energias. Além de explorar as características da matéria sob condições extremas, que é a motivação básica para o estudo destas colisões, elas também são utilizadas para testar várias conseqüências da Cromodinâmica Quântica (QCD), a teoria das interações fortes.

A QCD prevê a existência de uma transição de fase entre a matéria hadrônica e um estado em que os hádrons fundem-se entre si, fazendo com que os quarks, ao invés de permanecerem confinados, transitem livremente por uma região de superposição dos hádrons [1, 2]. Este estado é denominado Plasma de Quarks e Glúons (QGP) e, segundo a QCD, deve existir sempre que a matéria hadrônica for comprimida até uma densidade altíssima (algumas vezes maior do que a densidade nuclear) ou aquecida a uma temperatura de centenas de MeV, que efetivamente é o que se espera que aconteça numa colisão núcleo-núcleo a altas energias. Acredita-se também que tal estado extremo da matéria tenha sido dominante no universo alguns micro-segundos após o Big Bang. Se observado experimentalmente, o QGP será uma prova direta da QCD, fornecendo com isso uma

possibilidade para um estudo mais concreto das propriedades da matéria em condições extremas. Este é um dos objetivos fundamentais dos experimentos de íons pesados em planos no BNL *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) e no CERN *Large Hadron Collider* (LHC). Entretanto, são grandes as dificuldades. A busca do QGP durante os primeiros estágios de uma reação nuclear requer sinais bem característicos — e sobretudo sem ambigüidades — que sobrevivam até os estágios finais da colisão. Isto até agora ainda não foi possível.

Nos últimos anos, alguns autores [3] vêm defendendo a idéia de que a fase inicial de formação do QGP em colisões de íons pesados é caracterizada por um crescimento substancial da produção de partículas charmosas. A base desta idéia reside no fato deste estágio ser dominado por um plasma de alta densidade e temperatura composto essencialmente de glúons, devido à sua grande probabilidade de interação combinada à forte componente gluônica da função de onda inicial. Já que, do ponto vista da QCD, o quark-*c* (charme) é criado principalmente através da fusão de glúons ($gg \rightarrow c\bar{c}$) uma abundante produção de charme aberto, é considerada uma prova supostamente ideal da existência do plasma de quarks e glúons.

A partir daí, B.Muller e X.N.Wang [4] puderam mostrar que a produção total de charme é útil para determinar o tempo de termalização do sistema partônico inicial. Também, E.Shuryak [5] mostrou que a produção de charme pode servir como um termômetro bastante sensível do plasma de glúons.

Evidentemente que um bom entendimento dos mecanismos pelos quais o charme é produzido em colisões próton-próton ($p-p$) é crucial para que possamos fazer extrapolações para as reações de íons pesados e identificar fenômenos novos que estejam presentes na formação da matéria densa.

Na verdade, existem várias razões pelas quais a produção de quarks pesados tem um papel importante na fenomenologia de partículas. Por exemplo, para quarks muito

massivos ou com alto momento transverso, comparados ao fator de escala da QCD, Λ_{QCD} , as previsões da teoria perturbativa são consideradas corretas e governadas pela fatorização. Vale ressaltar que a produção de quarks pesados é bastante sensível à distribuição de glúons do próton. Uma boa clareza na produção destes quarks é necessária para que se consiga fazer uma projeção mais realista da produção de partículas novas, tais como, os bósons W^\pm e Z^0 , as partículas de Higgs, os hádrons supersimétricos, etc. Cálculos da QCD para a produção hadrônica de quarks pesados têm sido realizados recentemente até a ordem α_s^3 [6, 7]. Entretanto, a seção de choque resultante para a produção de charme depende fortemente, entre outras coisas, da escolha dos fatores de escala da renormalização e da fatorização. Isto torna difícil a comparação com os dados experimentais se, realmente, a fonte dominante para a produção de charme for atribuída a processos do tipo *hard*. Mesmo assim, a seção de choque total inclusiva de produção do quark- c pode ser entendida aproximadamente, dentro de todas as incertezas teóricas, tendo como base a QCD perturbativa (PQCD). Porém, a forma prevista para a distribuição $d\sigma/dx_F$ cai muito mais rapidamente com x_F do que os dados experimentais, se forem usadas as funções de fragmentação usuais dadas pelo processo de aniquilação e^+e^- [8]. Também a pequena correlação angular encontrada experimentalmente entre c e \bar{c} não é explicada pela QCD [9] e, além disso, a fatorização aplicada a produção hadrônica de charme aberto prevê uma independência total entre a função de fragmentação do quark- c e os processos de produção. Este fato é contestado pelos dados atuais sobre o efeito de partícula *liderante* — *leading effect* — que, contrariamente, indicam uma forte correlação entre os estados finais e iniciais da colisão [10, 11].

O fato é que a produção da massa relativamente pequena do quark- c talvez já esteja perto da margem dos processos envolvendo alto Q^2 e, por isso, coloca uma interrogação sobre a validade da aplicação, neste caso, do método perturbativo. Isto indica que tanto a abordagem perturbativa quanto a não-perturbativa são instrutivas para que possamos investigar a produção de charme. Se por um lado a PQCD nos ajuda a entender o processo de colisão a partir de princípios que são fundamentais na física, a fenomenologia

é importante para que tenhamos uma visão fisicamente simplificada e mais direta destes processos.

Do ponto de vista da produção não-perturbativa, os mecanismos usuais de produção *soft* de partículas não parecem fornecer resultados melhores para a descrição da produção de charme. Para partículas mais leves acredita-se que o confinamento seja responsável por uma configuração de fluxo cromoelétrico entre os quarks, tipo um tubo. Tal configuração possui um potencial linear e vários autores já mostraram que as características básicas da produção múltipla de partículas leves, a altas energias, estavam associadas a este tipo de configuração [12, 13]. O mecanismo de Schwinger para produção de pares de férmions, primeiramente utilizado para examinar a produção de elétron-pósitron em um campo elétrico uniforme, tem sido utilizado em vários problemas da física e é o mecanismo usado para calcular a taxa de produção de pares- $q\bar{q}$ dentro do tubo.

Quando este modelo é aplicado a colisões nucleon-nucleon, o campo entre um quark e um anti-quark é representado, aproximadamente, por um campo de gauge Abelian da mesma forma que o campo elétrico constante existente entre duas placas de um capacitor na eletrodinâmica quântica (QED). As partículas são produzidas quando um quark do mar pertencente aos estados de energia negativa *tunela* através da barreira e emerge como um quark nos estados de energia positiva. Através deste mecanismo, é possível explicar qualitativamente a queda acentuada do momento transversal das partículas leves (píons, principalmente) produzidas, a supressão da produção de estranheza e de bárions, a razão K/π , etc. Entretanto, a produção de charme é totalmente desprezível em modelos comuns deste tipo, porque a tensão dentro do tubo, formado por q e \bar{q} , é demasiadamente pequena para que ele se quebre num par- $c\bar{c}$.

O modelo de tubo de fogo é um modelo fenomenológico simples proposto para investigar o processo de colisão próton-próton, especialmente a produção de píons, baseado num mecanismo em que o tubo de fluxo cromoelétrico fragmenta-se em objetos massivos intermediários, chamados de bolas de fogo, que decaem subseqüentemente de acordo com uma

distribuição térmica nos hádrons observáveis. Este modelo reproduz várias distribuições experimentais numa faixa de energia que vai de $\sqrt{s} \sim 20$ GeV a 1 TeV [14, 15, 16].

O objetivo deste trabalho é mostrar como o modelo de tubo de fogo pode ser estendido para descrever a produção de estranheza e, principalmente, charme. Em linhas gerais, assumimos que os hádrons que colidem tornam-se objetos carregados quando eles passam um pelo outro, devido à troca de glúons entre seus constituintes. Sendo assim, os hádrons ficam conectados por um tubo que confina um fluxo cromoeletrico intenso criado pelas cargas de cor geradas nas pontas. Os pares de quarks, incluindo $c\bar{c}$, são criados por este campo via o mecanismo de Schwinger que agora depende da troca de glúons entre os extremos do tubo. Este modelo possui muitos aspectos semelhantes aos modelos usuais baseados na fragmentação de uma *string* clássica, como por exemplo o modelo de Lund. Porém, existem diferenças básicas. Primeiro, por causa da troca de glúons, nós mostramos que no modelo de tubo de fogo a tensão na *string* (κ) pode ser muito maior do que a de uma *string* elementar existente entre um par- $q\bar{q}$. Para isso, admitimos que cada troca de glúons é equivalente a um passo do tipo *random walk* no espaço SU(3) de cor o que torna κ proporcional ao quadrado da carga. Isto leva a constante de *string* a assumir um valor aproximadamente igual a 3 GeV/fm, ao invés de 1 GeV/fm como nos modelos usuais. Segundo, os hádrons finais são provenientes do decaimento térmico das bolas de fogo, ao invés de diretamente da quebra da *string* via o mecanismo de Schwinger.

Portanto, sendo a taxa de Schwinger para a produção de pares muito sensível ao valor de κ , a alta constante de *string* que encontramos no tubo de fogo é capaz de fornecer um mecanismo não-perturbativo de produção de charme totalmente compatível com os fatos experimentais [17].

Este trabalho foi organizado da seguinte forma: No segundo capítulo apresentaremos alguns aspectos da simetria dos hádrons e dos quarks e mostraremos qual o papel do charme na comprovação de vários aspectos teóricos tanto da QCD quanto do modelo padrão.

O capítulo três é destinado a uma breve revisão dos dados experimentais relacionados à produção de partículas charmosas na interação hádron-hádron.

No quarto capítulo faremos uma revisão dos modelos teóricos utilizados para investigar a produção de charme.

No quinto capítulo desenvolveremos o modelo de tubo de fogo, mostrando que este modelo pode reproduzir a produção de partículas charmosas observadas experimentalmente.

Relacionamos e discutimos nossos resultados no capítulo seis, e no sétimo capítulo apresentaremos nossas conclusões .

CAPÍTULO 2

Hádrons e Quarks

Neste capítulo, faremos uma breve revisão dos aspectos físicos que se mostraram determinantes para o entendimento das interações hadrônicas, especificamente no que diz respeito às propriedades do charme, até os dias de hoje. Primeiramente, mostraremos como a fenomenologia de partículas levou a concepção de um modelo em que os hádrons fossem construídos a partir de estados ligados de dois ou três quarks. Discutiremos a seguir alguns aspectos do modelo padrão das interações eletrofracas onde mostraremos que o aparecimento do charme está intimamente vinculado, tanto a simetria desejada entre as partículas, quanto também, a necessidades físicas fundamentais do modelo padrão e da QCD.

2.1 A Simetria dos Hádrons

Com o aparecimento da teoria da relatividade e da mecânica quântica, no começo deste século, a idéia de explicar as interações através de ação a distância, começou a ser abandonada e, ao invés disso, as interações começaram a ser supostas como sendo

mediadas por campos.

Particularmente, no caso da interação forte, Yukawa imaginou que um campo de méson poderia servir de intermediário entre os nucleons, e que assim, eles estariam interagindo através de um mecanismo de troca de momento, carga, energia etc.. Nesta imagem, a natureza corpuscular dos mésons aparece como *quantum* destes campos. Diferente do fóton que é o portador da interação eletromagnética, os mésons deveriam ser massivos, sendo que, os mais leves deveriam se apresentar em três estados diferentes de carga elétrica, já que, neste caso, existem três possibilidades diferentes para a interação.

Por causa da independência da carga nas interações fortes é usual introduzir uma simetria entre o próton e o neutron. Esta simetria é dada por um grupo unimodular e de duas dimensões, o SU(2). Isto é o mesmo do que imaginar o nucleon tendo um grau de liberdade interno com dois estados permitidos, chamados de dupletos de isospin (I), que a interação forte não pode distinguir. Ou seja,

$$|\text{próton}\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad e \quad |\text{neutron}\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Neste esquema, todas as partículas que interagem fortemente (hádrons) devem ser classificadas em termos de representações do grupo SU(2). Os estados que pertencem a um multiplete desta representação devem possuir os diferentes estados de cargas correspondentes as respectivas componentes do multiplete. Por exemplo, como o número de estados de carga do pión é três, eles devem se acomodar, neste esquema de simetria, em um tripleto.

Um outro aspecto importante para o aparecimento das simetrias é que com elas podemos explicitar claramente as respectivas regras de seleção de cada reação.

A descoberta dos pions em 1947-48 [18, 19], foi fundamental para a confirmação de

vários aspectos da teoria, mostrando que a idéia de utilizar os multipletos do grupo $SU(2)$ para classificar as partículas existentes na época era bastante coerente. Porém, com o aparecimento de outros hádrons mais pesados, como por exemplo, os K'^s , Σ'^s e Δ'^s , um novo fato experimental fez substituir o $SU(2)$ por um grupo de simetria mais adequado.

O fato é que estes hádrons mais pesados podem ser produzidos nas reações entre píons e nucleons. Posteriormente, eles decaem em outras partículas mais leves sem que haja violação da carga nem do número bariônico (B). Entretanto, do ponto de vista experimental, verificamos um fato interessante com estes hádrons. As partículas são produzidas por interação forte, mas decaem fracamente. Fato este, difícil de ser entendido com os números quânticos de então.

O decaimento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ ocorre num intervalo de tempo $\approx 10^{13}$ vezes maior do que o decaimento $\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$. Essa discrepância levou Gell-Mann e, independentemente, Nishijima a acreditar numa forte evidência de um novo número quântico, que foi chamado de estranheza (S), devendo ser conservado nas interações eletromagnética e forte.

Associando um valor apropriado de S a cada hádron, teremos por exemplo

$$S = \begin{cases} -1 & \rightarrow \Lambda, \Sigma, \dots \\ 0 & \rightarrow \pi, \Delta, p, \dots \\ 1 & \rightarrow K^+, \dots \end{cases} \quad (2.2)$$

Sendo assim, seguindo o esquema de Gell-Mann e Nishijima, o decaimento $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, não conserva a estranheza e por isso não acontece através da interação forte, o que explica seu longo tempo de vida. Logo, um conjunto de números quânticos que caracterize cada hádron é a massa, o isospin e a estranheza. É comum utilizarmos um número quântico chamado de hipercarga (Y) que é dado por

$$eY = \frac{2}{2I+1} \sum_{I_3=-I}^{+I} Q(I_3), \quad (2.3)$$

onde Q é a carga elétrica da partícula e e a carga do elétron. Y representa o dobro da carga média sobre os bárions ou mésons que tenham mesmo isospin, spin e paridade. Desta forma, para nucleons e píons teremos

$$B = Y, \quad (2.4)$$

enquanto que para partículas com $S \neq 0$ (partículas estranhas),

$$B = Y - S. \quad (2.5)$$

Das Eq.^s(2.3 e 2.5) podemos calcular a carga de cada um dos hádrons, i. e.

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{S + B}{2}, \quad (2.6)$$

A equação acima é conhecida como relação de Gell-Mann - Nishijima. A hipercarga, assim como I_3 , também é conservada na interação forte ou eletromagnética.

Sob o ponto de vista matemático, a conservação de dois números quânticos simultaneamente não é compatível com o $SU(2)$. Há que se introduzir um grupo de *rank* maior. Veremos que este é o caso do $SU(3)$.

Na verdade, esta estrutura já havia sido cogitada mesmo em 1949, a partir de uma generalização do isospin, quando ainda só eram conhecidos nucleons e píons. Neste ano, E.Fermi e C.N.Yang [20] sugeriram um modelo em que prótons e neutrons fossem os objetos fundamentais da natureza. Neste modelo, o pión é visto como um estado ligado entre um nucleon e um anti-nucleon. Por exemplo, o pión positivo ficaria descrito como, $|p\bar{n}\rangle$. Porém, neste caso, a ligação entre p e \bar{n} deveria corresponder a aproximadamente 92% da energia original envolvida. Um fato difícil de ser realizado nos modelos teóricos daquela época.

Quando as partículas estranhas foram observadas, S.Sakata [21] estendeu a idéia de Fermi e Yang a fim de incluí-las, sugerindo que as partículas fundamentais fossem três (p , n e Λ), ao invés de apenas duas. Estes bárions formariam um triplete de um grupo. O grupo de simetria utilizado por Sakata, foi o grupo $U(3)$. Os outros bárions seriam então representados por duas destas partículas fundamentais e uma anti-partícula. Assim, apenas para ilustrar, teremos, $\Sigma^+ = |\bar{n} \Lambda p\rangle$, $\Xi^- = |\bar{p} \Lambda \Lambda\rangle$, etc.

Por outro lado, os mésons estranhos seriam descritos através da combinação do Λ com um nucleon. Por exemplo, o káon positivo seria o estado, $|p \bar{\Lambda}\rangle$. Assim, a representação dos mésons pseudoescalares seria feita por um octeto do $U(3)$.

Entretanto, apesar de ter servido como base para vários modelos posteriores, e até mesmo para prever a existência de um quarto campo fundamental, como veremos adiante, o modelo de Sakata teve que ser descartado, pois se mostrava inconsistente com algumas evidências experimentais, tais como: i) No modelo de Sakata, o momento magnético do neutron deve ser idêntico ao do Λ , pois estes dois bárions neutros pertencem ao mesmo triplete fundamental. Experimentalmente, estas duas quantidades são diferentes. ii) Como Σ é um estado ligado de um pión e de Λ , a paridade da partícula Σ em relação a Λ deveria ser negativa. Verifica-se experimentalmente que esta paridade é positiva. iii) Os 27 bárions possíveis deste modelo, devem ser distribuídos em dois sub-grupos de três partículas, um de seis e um de quinze partículas, de acordo com a decomposição dos produtos da representação irredutível em representações irredutíveis. Entretanto, pode-se constatar experimentalmente, que as massas dos bárions não eram apropriadas para tal classificação.

A fim de estabelecer uma estrutura livre dos problemas acima, e esclarecer o significado tanto das simetrias, quanto de suas violações, M. Gell-Mann [22] e Y. Ne'eman [23], sugeriram usar o grupo de simetrias $SU(3)$ que é de *rank* 2 (dois geradores que podem ser diagonalizados simultaneamente e por isso, dois números quânticos conservados), para classificar os bárions e mésons existentes. Com isso, ficamos com oito $(3^2 - 1)$ o-

peradores de rotação que por sua vez são os geradores da álgebra do grupo de simetria e conseqüentemente possuem as regras de comutação deste grupo. Usualmente, estes operadores são as chamadas matrizes de Gell-Mann que representamos abaixo por $\lambda_1, \dots, \lambda_8$.

$$\lambda_k = \begin{pmatrix} (\tau_k) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (k = 1, 2, 3)$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

onde τ_k são as matrizes de Pauli.

A idéia de Gell-Mann e Ne'eman foi aplicar a simetria unitária aos hádrons, através de uma abordagem puramente abstrata, não levando em conta a possibilidade de existir bárions e mésons *elementares*, como no modelo de Sakata.

De acordo com o modelo de Sakata, os mésons pertencem à representação de octeto, o que é compatível do ponto de vista experimental. Portanto, Gell-Mann e Ne'eman sugeriram representar também os bárions utilizando o octeto e o singleto que, como veremos adiante, é bastante natural. Este esquema é conhecido como *eightfold way* [26]. O octeto

dos bárions, Fig.(2.1), inclui o isotripleto Σ e o isoduplete Ξ em adição aos nucleons e ao Λ . Ou seja, a entidade básica do *eightfold way* é o octeto e as partículas são, por suposição, pertencentes a esta representação ou a alguma outra que seja combinação de octetos.

Com relação aos mésons pseudoescalares, apenas píons e káons existiam em 1962. Assim, de acordo com o grupo $SU(3)$, deveria existir um outro méson, ainda desconhecido. Pouco tempo depois de sua previsão, o méson η foi encontrado. Na Fig.(2.2) mostramos estas partículas em seu esquema mais convencional. A existência de um octeto similar de mésons vetoriais também foi sugerida, assim como o singleto correspondente. A previsão destas partículas foi posteriormente confirmada.

Entretanto, uma questão permanecia em aberto, pois as representações fundamentais do $SU(3)$ têm dimensão três. Como interpretar estas representações fundamentais uma vez que as representações de octeto e de singleto já estavam firmemente estabelecidas?

2.2 A Simetria dos Quarks

Em 1964, M.Gell-Mann [24] e G.Zweig [25], apontaram para o fato de que os vários modelos para as partículas poderiam ser claramente entendidos em termos da seguinte hipótese: Os hádrons são compostos de estruturas construídas de um tripleto elementar do $SU(3)$. No fundo, uma idéia bastante parecida com a de Sakata, só que neste caso, os elementos deste tripleto elementar, ao invés de serem bárions reais, seriam férmions de número bariônico $1/3$ e carga elétrica fracionária. Gell-Mann denominou estes férmions de quarks. Eles sofrem todos os tipos de interação, forte, fraca, elétrica e gravitacional.

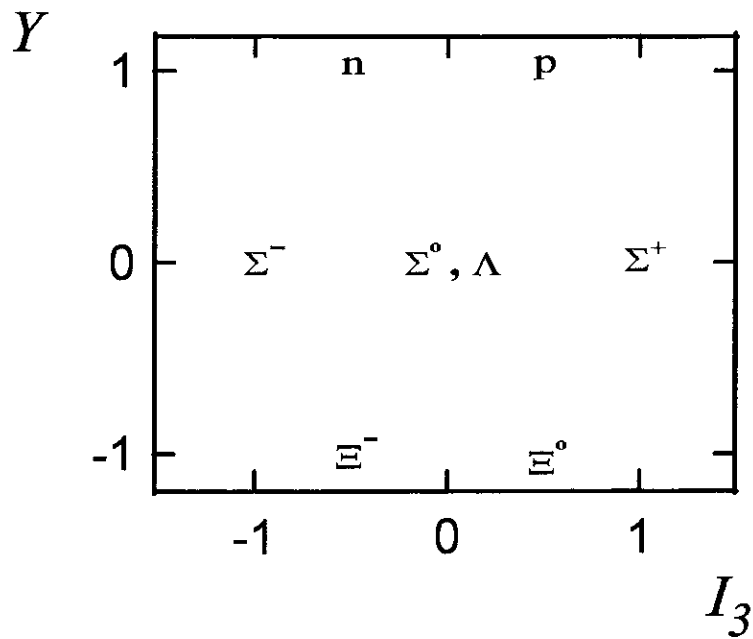


Figura 2.1: O octeto de bárions $J^P = 1/2^+$ contendo o próton e o neutrón. Na direção horizontal medimos I_3 , a terceira componente do isospin, enquanto que na vertical medimos a hipercarga, Y .

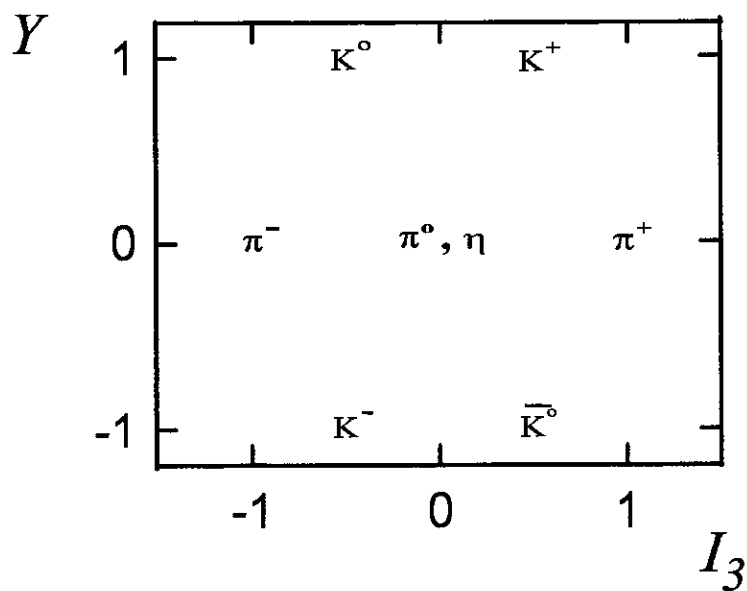


Figura 2.2: O octeto pseudoescalar. Na direção horizontal medimos I_3 enquanto que na vertical medimos a hipercarga, Y .

Com o suporte da fenomenologia existente, discutida na seção anterior, eles propuseram três espécies diferentes para os quarks, denominadas *sabores*. São eles: *up* (u), *down* (d) e *strange* (s), onde u e d formam um duplete de isospin com $I = 1/2$, sendo $I_3 = 1/2$, para o quark u e $I_3 = -1/2$ para o quark d , enquanto que o quark s seria um isosinglete ($I_3 = 0$). O grupo SU(3) em questão é constituído pelas transformações gerais entre estes estados, dadas por:

$$\psi'_q = \exp \left\{ i \sum_{i=1}^8 \alpha_i F_i \right\} \psi_q, \quad (2.8)$$

sendo, $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_8$, parâmetros do grupo, enquanto que, uma representação possível para os F_i 's são as matrizes de Gell-Mann ($F_i = \lambda_i/2$). As matrizes F_1, F_2 e F_3 operam nos quarks u e d da mesma forma que as matrizes de isospin. Em particular, podemos identificar F_3 como sendo o número quântico I_3 . Além disso, F_8 é a única matriz que comuta com F_3 e é utilizada para representar Y , pois já sabemos que SU(3) é de *rank* 2.

Para obter o valor correto da hipercarga no octeto dos bárions, devemos ter $Y = 1/3$ para u e d , enquanto que para s , $Y = -2/3$. Com isso, e pela normalização das matrizes de Gell-Mann, temos $Y = 2F_8/\sqrt{3}$.

É útil representar o tripleto u, d e s pelo diagrama da Fig.(2.3a), onde estão plotados os valores de I_3 , na horizontal e de Y , na vertical. Os anti-quarks (\bar{q}) são representados na Fig.(2.3b).

Podemos encontrar a multiplicidade das representações irredutíveis combinando quarks e anti-quarks. A combinação $q\bar{q}$ é responsável pelo octeto e pelo singlete dos mésons. Como mostra a Fig.(2.3c), esta representação é encontrada através da soma vetorial de q com \bar{q} . Note que o estado $(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ é completamente simétrico e forma uma representação de singlete. Este méson é conhecido com η' . Os outros estados, que correspondem aos extremos dos vetores na Fig.(2.3c), formam um octeto semelhante

ao da Fig.(2.2), só que agora com os seus constituintes explicitados, o que nos leva a um modelo teoricamente melhor elaborado.

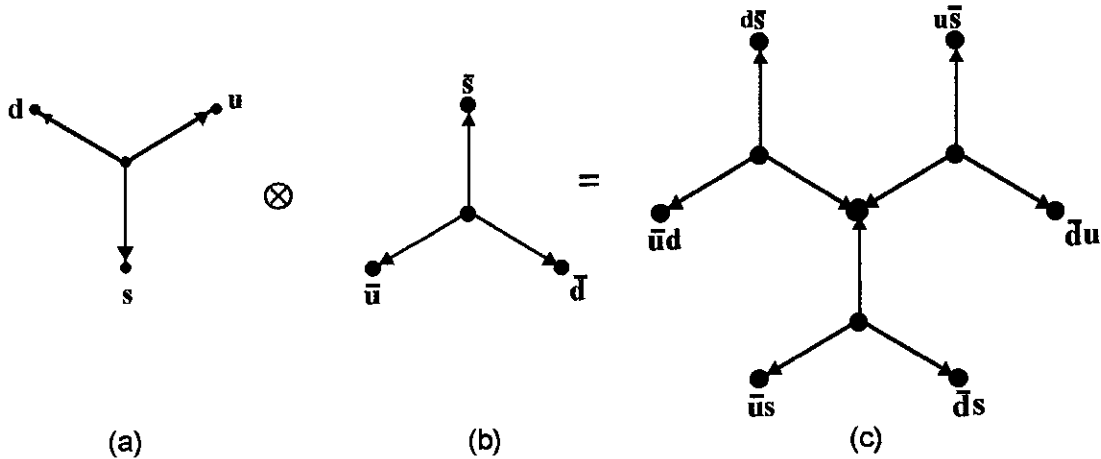


Figura 2.3: A representação de triplete do SU(3).

Com respeito aos bárions, eles são constituídos de 3 quarks, já que possuem número bariônico inteiro e carga também inteira. Os multipletos de ordem mais baixa correspondem ao singlete, octeto e decupleto. Isto explica o octeto de bárions da Fig.(2.1). Este octeto contém estados tais como, $p = |uud\rangle$, $n = |ddu\rangle$, $\Lambda = |uds\rangle$, etc.

Na Fig.(2.4) mostramos o decupleto dos bárions, $J^P = 3/2^+$, onde podemos encontrar, por exemplo o $\Delta^{++}(uuu)$ ou, o $\Omega^-(sss)$, que fora descoberto posteriormente. Por outro lado, em 1964 [27, 28, 29], alguns autores propuseram descrever as simetrias da interação forte envolvendo quatro campos fundamentais de férmions, ao invés de três. Tais modelos tinham como base uma simetria aproximada do grupo SU(4), sendo que seus principais argumentos vinham da necessidade de uma equivalência entre os quatro léptons e os supostos, quatro férmions. Por isso, eles sugeriram a inclusão de um quarto férmion. Bjorken e Glashow [29] foram os primeiros a chamarem este novo número quântico de charme. Assim, estes modelos previram a existência de vários mésons e bárions charmosos que, segundo os autores, poderiam ser produzidos aos pares em reações hadrônicas, estimando inclusive, as taxas de decaimento para estas partículas.

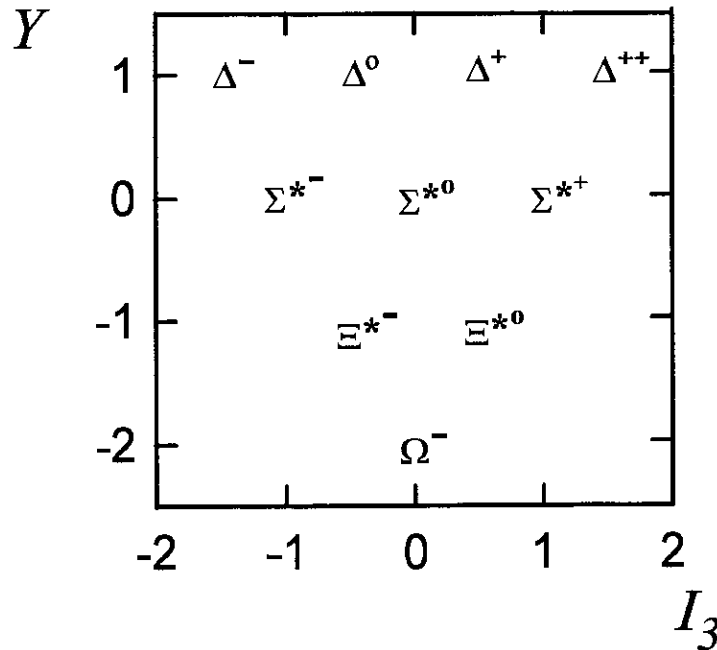


Figura 2.4: O decuplete dos bárions

Com isso, para descrever o sistema de quatro *sabores*, necessitamos de um novo grau de liberdade caracterizado por um novo número quântico com o mesmo *status* que I_3 e Y , anteriormente introduzidos. Assim, a relação de Gell-Mann - Nishijima, Eq.(2.6), fica

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{S + B + C}{2}, \quad (2.9)$$

onde C é o novo número quântico denominado charme e que conseqüentemente, conserva-se na interação forte.

Para introduzir um novo número quântico conservado devemos utilizar um grupo de *rank* maior que o $SU(3)$. Este grupo é o $SU(4)$, cujo *rank* é três. O diagrama de pesos deste grupo é tridimensional e não bidimensional como era o $SU(3)$ e, por isso, o sistema terá quatro *sabores*. Assim, o diagrama dos quarks da Fig.(2.3) deve ser então, substituído pela pirâmide da Fig.(2.5).

Conseqüentemente, isto nos leva a novas combinações entre q e \bar{q} que correspondem

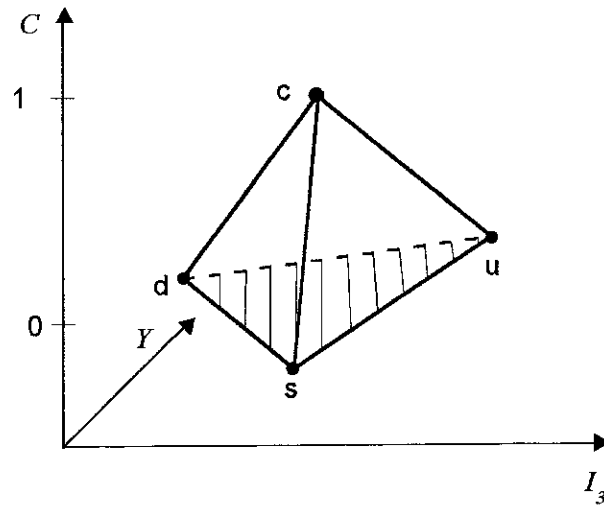


Figura 2.5: O múltiplo básico de SU(4)

aos sete mésons listados na Tab.(2.1) e que aparecem no plot tridimensional da Fig.(2.6). Nesta figura identificamos os mésons pseudoescalares através dos eixos I_3 , Y e C . Note que o octeto de SU(3) da Fig.(2.3) corresponde ao plano paralelo a $Y \times I_3$ com $C = 0$.

Tab.2.1 - Mésons Charmosos

mésons		n ^{os} quânticos				
		I	I_3	S	Y	C
F^+	F^{*+}	0	0	1	2/3	1
D^+	D^{*+}	1/2	1/2	0	-1/3	1
D^0	D^{*0}	1/2	-1/2	0	-1/3	1
η_c	J/ψ	0	0	0	0	0
\bar{D}^0	\bar{D}^{0*}	1/2	1/2	0	1/3	-1
D^-	D^{*-}	1/2	-1/2	0	1/3	-1
F^-	F^{*-}	0	0	-1	-2/3	-1

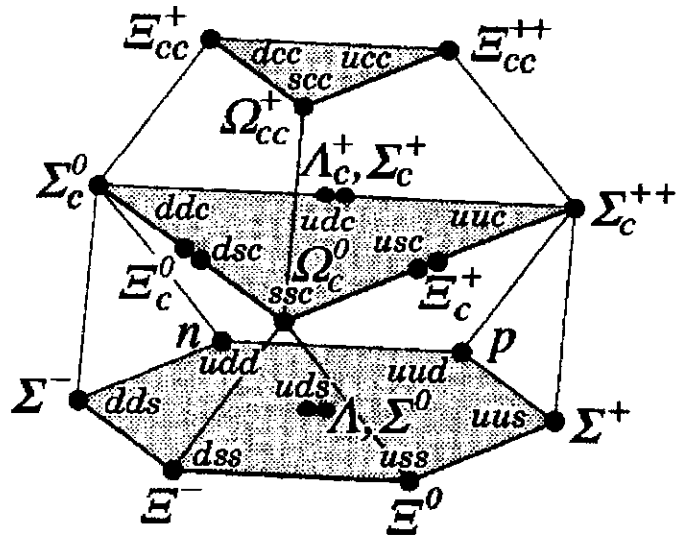


Figura 2.7: Bárions de spin 1/2 que formam o 20-pleto de SU(4)

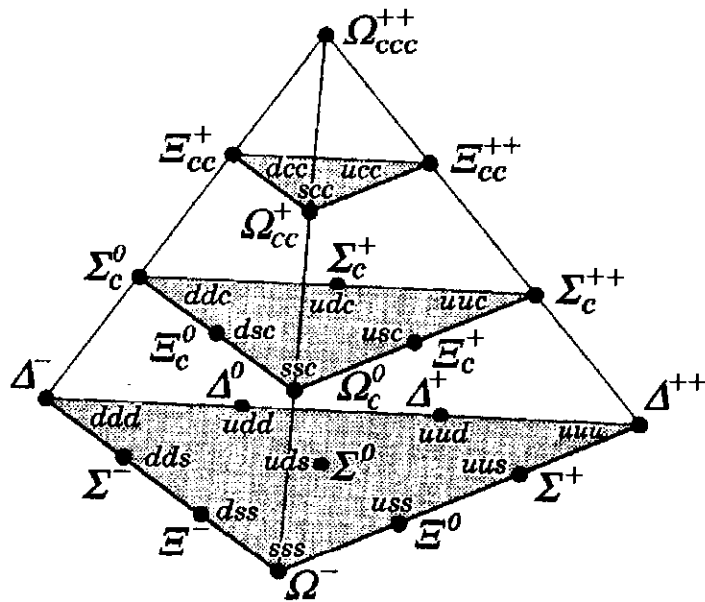


Figura 2.8: Bárions de spin 3/2 que formam o 20-pleto simétrico de SU(4)

Tab.2.2 - Números Quânticos dos Quarks e Anti-Quarks

	J^P	B	Q/e	I	I_3	Y	S	C	t	b
u	$1/2^+$	$1/3$	$2/3$	$1/2$	$1/2$	$1/3$	0	0	0	0
d	$1/2^+$	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	0	0	0	0
s	$1/2^+$	$1/3$	$-1/3$	0	0	$-2/3$	-1	0	0	0
c	$1/2^+$	$1/3$	$2/3$	0	0	0	0	1	0	0
t	$1/2^+$	$1/3$	$2/3$	0	0	0	0	0	1	0
b	$1/2^+$	$1/3$	$-1/3$	0	0	0	0	0	0	-1
\bar{u}	$1/2^-$	$-1/3$	$-2/3$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	0	0	0	0
\bar{d}	$1/2^-$	$-1/3$	$1/3$	$1/2$	$1/2$	$-1/3$	0	0	0	0
\bar{s}	$1/2^-$	$-1/3$	$1/3$	0	0	$2/3$	1	0	0	0
\bar{c}	$1/2^-$	$-1/3$	$-2/3$	0	0	0	0	-1	0	0
\bar{t}	$1/2^-$	$-1/3$	$-2/3$	0	0	0	0	0	-1	0
\bar{b}	$1/2^-$	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	0	0	0	1

2.3 Cromodinâmica Quântica

As diversas propriedades dos quarks que analisamos na última seção, tais como: spin, carga elétrica, número bariônico e *sabor* são identificadas experimentalmente em várias situações. Vamos citar três destas experiências.

A primeira delas, vem do estudo da distribuição angular de jatos hadrônicos pro-

duzidos na aniquilação elétron-pósitron. Verifica-se que esta distribuição é idêntica a distribuição angular de múons também produzidos da reação e^+e^- . Este fato é consistente com a concepção de que a produção de partículas seja dada por intermédio do processo elementar $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, seguido da hadronização dos quarks. A revelação importante é que a distribuição angular dos jatos reflete uma distribuição angular de partículas de spin $1/2$.

O segundo experimento é baseado no decaimento leptônico dos mésons vetoriais ($V^0 \rightarrow l^+l^-$). No modelo de quarks, este decaimento é considerado como uma aniquilação entre os constituintes deste méson em um fóton virtual que subsequentemente se desintegra em um par de leptons. Este decaimento leptônico tem seção de choque proporcional ao quadrado da carga dos quarks que participam da reação. Assim, podemos usar a Tab.(2.2), que nos fornece as cargas fracionárias dos quarks, e calcular as taxas destes decaimentos. Os resultados estão em excelente acordo com os dados experimentais.

Por último, um teste extremamente simples e interessante pode ser usado para investigar a presença dos quarks. Trata-se da medida da razão entre a seção de choque da reação $\pi^+C \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ e $\pi^-C \rightarrow \mu^+\mu^- + X$. Como o Carbono (C) contém igual número de prótons e neutrons, o número de quarks u será igual ao número de quarks d . Então, para a reação cujo projétil é π^- o processo elementar é $u\bar{u} \rightarrow l^+l^-$. Por outro lado, se o projétil for π^+ o processo elementar será $d\bar{d} \rightarrow l^+l^-$. Então, concluímos que

$$\frac{\sigma(\pi^+C \rightarrow \mu^+\mu^- + X)}{\sigma(\pi^-C \rightarrow \mu^+\mu^- + X)} = \frac{1}{4}, \quad (2.10)$$

pois a carga elétrica do quark u é o dobro da carga do quark d . O resultado experimental confirma mais esta previsão.

Entretanto, os quarks ainda possuem uma outra propriedade. E esta é essencial para a interação forte. Esta propriedade adicional é denominada cor. Veremos a seguir como e porque foi introduzida.

Considere por exemplo, a ressonância Δ^{++} ou a partícula Ω^- . Para o estado destas partículas, de spin $3/2$, a função de onda de spin deverá ser simétrica com todos os três quarks alinhados para cima, i.e., $|\uparrow\uparrow\uparrow\rangle$. Além disso, esses três quarks devem ter sabores idênticos a fim de satisfazer os valores da carga, da hipercarga e isospin destes bárions. Sendo assim, a função de onda que combina o spin e o *sabor*

$$|\Delta^{++}, J = 3/2\rangle = |u\uparrow u\uparrow u\uparrow\rangle \quad (2.11)$$

ou

$$|\Omega^-, J = 3/2\rangle = |s\uparrow s\uparrow s\uparrow\rangle \quad (2.12)$$

é obviamente simétrica. Porém, já que são férmions, os quarks devem obedecer a estatística de Fermi-Dirac e ter a sua função de onda anti-simétrica e não simétrica.

Logo, para permitir que tais funções de onda sejam anti-simétricas, é necessário associarmos aos quarks um outro grau de liberdade. Este novo grau de liberdade é denominado cor e pode assumir três estados distintos que chamaremos de R, B e G. Então, com a ajuda da cor estamos aptos a construir a função de onda totalmente anti-simétrica dos bárions, que representamos por

$$|q_i q_j q_k\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon_{abc} |q_i^a q_j^b q_k^c\rangle, \quad (2.13)$$

onde i, j e k referem-se ao sabor e a, b e c às cores.

Alguns dados experimentais deram suporte a este novo grau de liberdade. Talvez, o mais difundido seja a medida da razão entre a seção de choque inclusiva de aniquilação e^+e^- em hádrons e a seção de choque da reação $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Se a aniquilação em hádrons é devida ao processo elementar $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, onde por sua vez, os quarks e os

anti-quarks materializam-se em hádrons observáveis, teremos

$$R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hádrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q e_q^2, \quad (2.14)$$

onde o fator 3 leva em conta as três cargas de cor diferentes e q é o índice de sabor. Se levarmos em conta apenas os quarks u , d e s o valor de $R_{e^+e^-}$ será igual a 2, enquanto que se utilizarmos no cálculo u , d , s e c teremos $R_{e^+e^-} = 10/3$. No caso de também incluirmos o quark b o resultado será $11/3$, vide Tab.(2.2). Todos estes resultados estão em excelente acordo com os dados experimentais.

Uma conta bastante similar, do número de diferentes quarks de um determinado sabor, pode ser obtida se investigarmos as razões de ramificação do lépton τ . No modelo de quarks este decaimento é gerado a partir do bóson virtual W^- (veja na próxima seção) que pode desintegrar-se nos seguintes pares: $(e^-\bar{\nu}_e)$, $(\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ ou $(d\bar{u})$. Assim, podemos calcular a razão (R_τ) entre as taxas de decaimento em um destes pares e a taxa de decaimento total, ou seja

$$R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \text{todos})} = \frac{1}{3}. \quad (2.15)$$

Considerando que os quarks pertencem a um tripleto de cor do grupo SU(3) teremos três estados distintos para o decaimento em $(\bar{u}d)$ e aí o valor de R_τ será igual a $1/5$ o que é totalmente compatível com os resultados experimentais.

Com os argumentos fenomenológicos acima e também, com algumas implicações teóricas que discutiremos adiante, podemos concluir que, além do sabor, os quarks certamente carregam este novo grau de liberdade, a cor. Inclusive, podemos até mesmo dizer que o que diferencia os quarks dos leptons é o fato dos quarks possuírem carga de cor. Esta cumpre o papel que a carga elétrica tem nas interações eletromagnéticas.

Com isso, é natural desenvolver uma teoria para as interações entre quarks baseada

numa simetria de *gauge* local, usando para isso, o grupo $SU(3)$, com os quarks pertencendo ao tripleto deste grupo. A teoria resultante é a Cromodinâmica Quântica (QCD).

A fim de construir esta teoria, seguiu-se o procedimento utilizado na teoria de Yang-Mills. Com efeito, os octetos de cor, que podemos identificar como os bósons de *gauge*, são chamados de glúons. São eles que mediam a força entre os quarks. Estes *fótons generalizados* são chamados de glúons já que são eles os responsáveis por ligar os quarks dentro do hádron. Já que assumimos que esta simetria é exata, os glúons são objetos sem massa. Muito esforço tem sido feito, nos últimos anos, tanto experimentalmente quanto teoricamente, para analisar os dados da interação e^+e^- a fim de encontrar uma evidência da existência dos glúons. No espalhamento profundamente inelástico elétron-próton pode-se mostrar que metade do momento do próton, à velocidade relativística, é carregado por um objeto neutro. É natural identificar estes *partons* neutros com os glúons da QCD.

A Lagrangeana da teoria tem a sua forma padrão dada por [32]

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{2} \text{Tr}(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}), \quad (2.16)$$

onde ψ^s são os espinores do tripleto de cor e m representa cada uma das seis matrizes diagonais (3×3) – uma para cada sabor – cujos elementos são as massas dos respectivos quarks. Os índices foram omitidos por simplicidade. A derivada covariante é dada por

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu, \quad (2.17)$$

onde G_μ é uma matriz 3×3 no espaço de cor. Esta matriz é formada pelo produto entre os campos de gauge b_μ^i e os geradores λ^i , da seguinte forma

$$G_\mu = \frac{1}{2} \lambda_i b_\mu^i. \quad (2.18)$$

As formas matriciais de λ_i são as mesmas que aparecem na Eq.(2.8) já que este grupo é o mesmo SU(3) utilizado no estudo dos sabores u, d e s .

Sabendo a Lagrangeana da QCD podemos investigar a interação entre os quarks. Por exemplo, o termo que descreve a interação quark-glúon é

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g_s}{2} b_\mu^i \bar{\psi} \gamma^\mu \lambda_i \psi. \tag{2.19}$$

Para um processo como o da Fig.(2.9), de um quark de índice de cor α ($\alpha = R, G, \text{ ou } B$) para um outro quark de índice de cor β , emitido por um glúon (λ_a) com índice de Lorentz μ , o fator associado ao vértice é

$$-i \frac{g_s}{2} \lambda_{\alpha\beta}^a \gamma_\mu. \tag{2.20}$$

Então, para a transição $\alpha + \beta \rightarrow \gamma + \delta$, a força entre quarks devido à troca de um

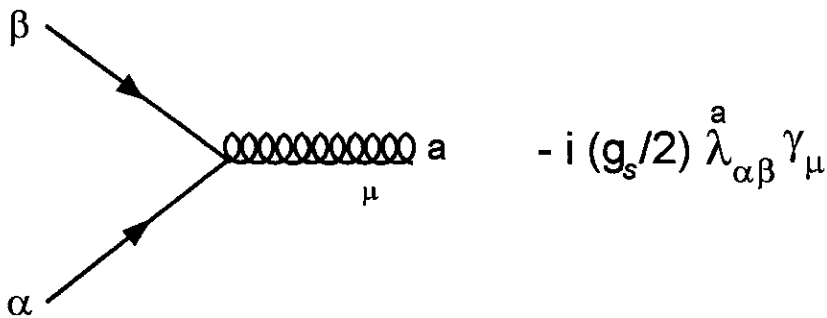


Figura 2.9: Regra de Feynman para o vértice quark-antiquark-glúon da QCD.

glúon é proporcional a

$$\frac{g_s^2}{4} \sum_a \lambda_{\alpha\beta}^a \lambda_{\gamma\delta}^a. \tag{2.21}$$

Como vimos anteriormente, é comum definir $F = \lambda/2$. O valor esperado $\langle F^2 \rangle$, conhecido como operador de Casimir, calculado em diversas representações, revela aspectos físicos relevantes da interação. Como veremos, no Cap.(5), o operador de Casimir será essencial no cálculo da produção de charme, interesse central desta tese.

Em $SU(N)$, o cálculo de $\langle F^2 \rangle$ é equivalente ao cálculo da média do quadrado de qualquer um dos geradores sobre uma determinada representação. Um operador comumente utilizado para este fim é o I_3 , análogo a terceira componente do spin. Conseqüentemente, o valor esperado numa representação de dimensão d é

$$\langle F^2 \rangle = (N^2 - 1) \sum \frac{I_3^2}{d}, \quad (2.22)$$

onde $(N^2 - 1)$ é o número de geradores do $SU(N)$ e a soma é realizada sobre todos os membros da representação.

Um aspecto muito importante da QCD é a chamada liberdade assintótica. Esta hipótese considera uma boa aproximação, para reações a energias ultrarelativísticas, tratar os quarks como partículas livres dentro dos hádrons. Este fenômeno está relacionado com a polarização do vácuo da QCD. Na QED a polarização do vácuo também está presente só que produzindo um efeito completamente oposto do que aqui. O fato é que um fóton virtual, emitido de um elétron, não interage apenas com a carga da outra partícula da reação, mas também com as cargas dos pares elétron-pósitron virtuais, criados no vácuo da eletrodinâmica. Já que o elétron atrai partículas de carga oposta e repele partículas de mesma carga ele aparecerá rodeado por uma nuvem de carga de sinal oposto. Como resultado desta polarização do vácuo, a carga total sentida a uma certa distância é menor do que a carga que se esperava medir do elétron. Em uma teoria de gauge não-Abeliana, tal como a QCD, os glúons também carregam carga, que neste caso é a cor. Como conseqüência, um glúon virtual emitido de um quark, não vê apenas a carga de cor do outro quark, nem apenas a de um par virtual quark-antiquark, mas também as cargas dos glúons virtuais.

O efeito combinado dos diagramas de Feynman que representam as situações físicas descritas acima, fornecem a constante de acoplamento efetiva da interação quark-anti-quark. Esta constante de acoplamento, que na verdade não é constante, pois depende do momento transferido (q^2) entre os quarks durante a interação, é dada por

$$\alpha_s(q^2) = \frac{g_s^2(q^2)}{4\pi} = \alpha_s(\mu_r^2) \left[1 + \frac{\alpha_s(\mu_r^2)}{12\pi} \log \left(\frac{-q^2}{\mu_r^2} \right) (2n_f - 33) + O(\alpha_s^2) \right] \quad (2.23)$$

onde n_f é o número de sabores e μ_r – que possui dimensão de massa – é o fator de renormalização.

Note que, como na QED, a polarização do vácuo tende a aumentar a constante de acoplamento efetiva a curtas distâncias (valores altos de q^2). Isto porque o efeito de blindagem torna-se menor a medida que diminuimos a distância. Entretanto, a contribuição devido a interação de três glúons é de sinal oposto e conseqüentemente vai decrescer a intensidade da interação a curtas distâncias. Isto é o que podemos chamar de uma anti-blindagem.

O aparecimento de uma competição entre estes dois termos, de sinais opostos, é uma peculiaridade das teorias de gauge não-Abelianas. Este não é o caso da QED simplesmente porque o fóton não carrega carga.

Para $n_f \leq 16$, a constante de acoplamento tende a zero quando q^2 tende a infinito, como podemos ver da Eq.(2.23). A existência, de um regime deste tipo, em que $\alpha_s(q^2) \ll 1$, implica no domínio de validade da teoria perturbativa da QCD. Esta é uma das características das teorias de gauge não-Abelianas e é conhecida como liberdade assintótica.

Para um regime do tipo mencionado acima, podemos somar todos os termos de

ordem superior da Eq.(2.23), como na QED e obter

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi \alpha_s(\mu_r^2)}{12\pi + \alpha_s(\mu_r^2)(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{-q^2}{\mu_r^2}\right)}. \quad (2.24)$$

Apesar de existirem dois parâmetros na equação acima, $\alpha_s(\mu_r^2)$ e μ_r , podemos reduzi-los a apenas um, fazendo, $\ln\Lambda_{\text{QCD}}^2 = \ln\mu_r^2 - 12\pi/[(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu_r^2)]$. Assim, a Eq.(2.24) pode ser reescrita como,

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln\left(\frac{-q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)}. \quad (2.25)$$

É difícil determinar, precisamente, o parâmetro Λ_{QCD} , mas acredita-se que ele tenha um valor aproximadamente entre 0,1 e 0,5 GeV [33]. Certamente, não podemos supor que a aproximação utilizada na Eq.(2.25) seja válida para $-q^2 \approx \Lambda_{\text{QCD}}^2$ ou menor.

Em suma, a curtas distâncias, podemos admitir que os quarks comportam-se como partículas livres dentro do hádron. Por outro lado, o aumento da constante de acoplamento a grandes distâncias indica um domínio onde a interação forte prevalece. Este regime de acoplamento forte é, sem dúvida, de fundamental importância para o confinamento dos quarks.

2.4 Interação Eletrofraca

O modelo mínimo para a unificação das interações eletromagnética e fraca é na verdade, o resultado de vários trabalhos desenvolvidos na década de 60, por Weinberg, Salam, e Glashow [34, 35]. Como veremos adiante, a partir deste modelo teórico, foi

possível fazer uma previsão de conteúdo mais físico, não apenas baseado em questões de simetria, a respeito da existência do quark- c .

Vamos a princípio considerar o modelo em sua forma puramente leptônica que, por sua vez, já nos revela suas principais características. Sendo assim, se apenas incluirmos na teoria, o elétron e o seu respectivo neutrino* teremos formado um duplete de isospin *left-handed*, isto é

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad (2.26)$$

com,

$$\nu_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu \quad e_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e \quad (2.27)$$

Deste modo, teremos apenas um férmion *right-handed*

$$e_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e \quad (2.28)$$

que é um singleto de isospin fraco.

Com o intuito de incorporar o eletromagnetismo à teoria das interações fracas, definimos a *hipercarga fraca*, Y_W , de maneira análoga a Eq.(2.6). Assim $Y_L = -1$ e $Y_R = -2$. A idéia é utilizar o grupo de transformações gerado pelos operadores I e Y como sendo o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ da teoria de gauge. Para manter a invariância sob as transformações de gauge locais, somos levados a introduzir três bósons de gauge do grupo $SU(2)_L$ ($W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$) e um outro do grupo $U(1)_L$ (B_μ). A Lagrangeana da teoria é composta por termos que são devido ao acoplamento mínimo dos léptons aos campos de

*O estudo das interações fracas mostrou que, na natureza o neutrino só aparece com helicidade esquerda.

gauge e também a outros devido aos próprio campos de *gauge*. No caso do par elétron-neutrino, a Lagrangeana seria,

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\psi}_L \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - \frac{g}{2} \mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{g'}{2} Y B_\mu \right] \psi_L \quad (2.29)$$

$$+ \bar{e}_R \gamma^\mu \left[i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right] e_R - \frac{1}{4} \mathbf{B}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{B}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \mathbf{W}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{W}^{\mu\nu}, \quad (2.30)$$

onde, \mathbf{T} é o gerador do grupo $SU(2)_L$. Esta Lagrangeana engloba a interação do isospin fraco e também a da hipercarga. Os dois últimos termos são a energia cinética do campo B_μ , $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ e a energia cinética e o auto-acoplamento dos campos W_μ . No caso do campo W_μ , este acoplamento ocorre já que o comutador $[W_\mu, W_\nu]$ é diferente de zero.

Porém, não existe na natureza quatro bósons vetoriais sem massa. Só existe um, o fóton. Além disso, um problema não menos drástico é o fato da invariância global de $SU(2)$ proibir que o elétron carregue massa, pois o seu companheiro o neutrino não carrega. Esta simetria tem que ser quebrada.

Estes problemas são resolvidos, através do mecanismo de Higgs [36], quando introduzimos um duplete de campo escalar complexo

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{com} \quad \begin{aligned} \Phi^+ &= (\Phi_1 + i\Phi_2)/\sqrt{2}, \\ \Phi^- &= (\Phi_3 + i\Phi_4)/\sqrt{2}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

que transforma-se como um duplete de $SU(2)_L$ e portanto, usando a Eq.(2.6), possui $Y_\Phi = +1$.

Assim, devemos adicionar a \mathcal{L}_1 uma Lagrangeana invariante de *gauge* do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)$ para os campos Φ'^s . Ou seja,

$$\mathcal{L}_2 = \left| \left(i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi). \quad (2.32)$$

Para gerar a massa dos bósons de gauge, usamos o potencial de Higgs, $V(\Phi)$, associado a estes campos escalares e que é dado por,

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = \mu^2 (\Phi^\dagger\Phi) + |\lambda| (\Phi^\dagger\Phi)^2, \quad (2.33)$$

onde μ e λ são dois parâmetros com $\mu^2 < 0$. Segundo o mecanismo de Higgs, para gerar bósons com massa na teoria, devemos fazer uma escolha apropriada para o valor esperado de Φ no vácuo, ϕ_0 . Um valor comumente usado é

$$\Phi_0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

onde, $v = \sqrt{-\mu^2/|\lambda|}$.

Para identificar as massas, substituímos o valor de $\Phi(x)$ da Eq.(2.32), por Φ_0 e o termo relevante para encontrarmos o valor da massa, fica

$$\begin{aligned} & \left| \left(i g \frac{\mathbf{T}}{2} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{g'}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 \\ &= \left(\frac{1}{2} v g \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{8} v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -g g' \\ -g g' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

onde, usamos

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.36)$$

Comparando, então o primeiro termo com o termo que era esperado para a massa do boson carregado, $M_W^2 W^+ W^-$, teremos

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \approx 84 \text{ GeV}/c^2. \quad (2.37)$$

Já o terceiro bóson intermediário, Z^0 , tem carga neutra e adquire a seguinte massa

$$M_{Z^0} = \frac{1}{2} v \sqrt{g^2 + g'^2} \approx 94 \text{ GeV}/c^2. \quad (2.38)$$

Como vimos, a consequência da inclusão do campo $\Phi(x)$ é a possibilidade de, através da quebra espontânea de simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, gerar três bósons de gauge massivos. Por outro lado, como não existe quebra em $U(1)_{EM}$, a massa do fóton fica nula.

Em 1983, os bósons W e Z foram descobertos no CERN através dos processos:

$$p\bar{p} \rightarrow W^\pm X \rightarrow (e^\pm \nu) X \quad (2.39)$$

$$p\bar{p} \rightarrow ZX \rightarrow (e^+ e^-) X. \quad (2.40)$$

Estudando a distribuição de momento dos elétrons e pósitrons emitidos nos respectivos decaimentos as massa medidas são

$$M_W = 81 \pm 2 \text{ GeV} \quad (2.41)$$

$$M_Z = 93 \pm 2 \text{ GeV}, \quad (2.42)$$

o que concorda, de forma impressionante, com a previsão do modelo padrão para a interação eletrofraca, como vimos acima.

Por último, é importante mencionar a existência de mais um bóson que aparece neste modelo e que também é massivo. É o chamado bóson de Higgs. Ele surge naturalmente na quebra espontânea de simetria, quando expandimos o Lagrangeano da teoria em torno do mínimo do potencial $V(\Phi)$, Eq.(2.33). Sua massa é igual a $M_H^2 = -2\mu^2$. Até hoje ainda não existe nenhuma comprovação experimental desta partícula. Sua busca tem sido um grande desafio para a física de altas energias nesta década. No próximo ano estará

disponível, no CERN (LEP200) e no Fermilab (Tevatron), alguns experimentos em que espera-se que este bóson seja encontrado.

Podemos estender o modelo descrito acima, a fim de incluir o setor hadrônico, baseando-se na correspondência entre léptons e quarks. Assim, os processos que envolvem interações eletrofracas ficam descritos pela teoria de Weinberg-Salam-Glashow de forma universal.

Uma das ferramentas básicas para entendermos as implicações deste modelo é a teoria de Cabibbo. Originalmente a ideia foi introduzida para recuperar a universalidade da interação fraca entre elétron e múon. Simplesmente, em termos dos quarks, esta teoria postula que podemos manter a universalidade das interações fracas, distribuindo a sua intensidade entre processos que conservam a estranheza ($\Delta S = 0$) e processos que não conservam ($\Delta S = 1$). Experimentalmente, os processos que têm ($\Delta S = 1$) são suprimidos em relação àqueles com $\Delta S = 0$.

Então, podemos vincular esta distribuição de intensidade à constante de acoplamento e conseqüentemente, para o caso da transição do quark d para o quark u , teremos

$$d \rightarrow u : g^{du} = g \cos\theta_c, \quad (2.43)$$

enquanto que para a transição do quark s para o quark u ,

$$s \rightarrow u : g^{su} = g \sin\theta_c, \quad (2.44)$$

com $\sin\theta_c \approx 0.23$, determinado a partir dos dados experimentais. Com as constantes de acoplamento assim parametrizadas, a corrente da interação fraca entre quarks será

$$J_\mu^{fraca} \sim g^{ij} \bar{\psi}_i \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi_j \quad (2.45)$$

onde $\psi_i, \psi_j = \psi_u, \psi_d$ e ψ_s e g^{ij} incorpora a estrutura de Cabibbo para as correntes carregadas.

Sendo assim, podemos utilizar para os quarks, a representação de duplete do SU(2) e definir o spinor abaixo de apenas duas componentes, apesar de termos três quarks (antes do quark-c), como

$$\psi_C = \begin{pmatrix} u \\ d \cos\theta_c + s \sin\theta_c \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

a corrente da interação que transfere uma unidade de carga fica

$$J^+ \sim g \bar{\psi}_C \tau^+ \psi_C = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}d \cos\theta_c + \bar{u}s \sin\theta_c) \quad (2.47)$$

onde,

$$\frac{\tau^+}{2} = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.48)$$

Ou seja, podemos considerar que os quarks formam um duplete de *isospin fraco* dado por (2.46). Obviamente, em analogia com a Eq.(2.47), teremos

$$J^- \sim g \bar{\psi}_C \tau^- \psi_C \quad (2.49)$$

e, a corrente neutra

$$J^0 \sim g \bar{\psi}_C \tau_3 \psi_C. \quad (2.50)$$

Como vimos anteriormente, a corrente neutra deve existir naturalmente como consequência do modelo de Weinberg-Salam, a fim de descrever as interações em que a carga se conserva.

Entretanto, esta forma bastante simples de tratar a interação eletrofraca dos quarks, revelou alguns termos envolvendo mudança de estranheza em conjunto com conservação de carga. O fato é que processos desta natureza são altamente suprimidos nos experimentos. Por exemplo, decaimentos tais com $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, são praticamente ausentes.

Em 1970, S.L.Glashow, J.Iliopoulos e L.Maiani [37], solucionaram este problema através de uma elegante hipótese. Eles sugeriram a existência de um segundo duplete, envolvendo um novo quark de carga $2/3$, que evidentemente seria o quark- c . Este novo duplete fica

$$\begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix} \quad s_c = -d \operatorname{sen} \theta_c + s \operatorname{cos} \theta_c \quad (2.51)$$

Então, a Eq.(2.50) deve ser substituída por

$$J^0 \sim (\bar{u} \quad \bar{d}_c) \tau_3 \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix} + (\bar{c} \quad \bar{s}_c) \tau_3 \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

$$= \bar{u}u + \bar{c}c - \bar{d}d - \bar{s}s, \quad (2.53)$$

cancelando assim, os termos indesejáveis.

Uma outra indicação da existência do quark- c , no Modelo Padrão, surge do anseio de que a teoria para a interação eletrofraca seja uma teoria de *gauge* renormalizável. Isto de certo, não é uma coisa trivial. A renormalização da teoria foi demonstrada por t'Hooft [38] alguns anos depois do modelo ter sido proposto. Para isso ela deve ser localmente invariante. Só assim é possível cancelar sistematicamente as divergências em todas as ordens.

De fato, a *anomalia do triângulo fermiônico* destruiria a renormalizabilidade do modelo se não existisse o quark- c . Esta anomalia consiste em que o diagrama da Fig.(2.10),

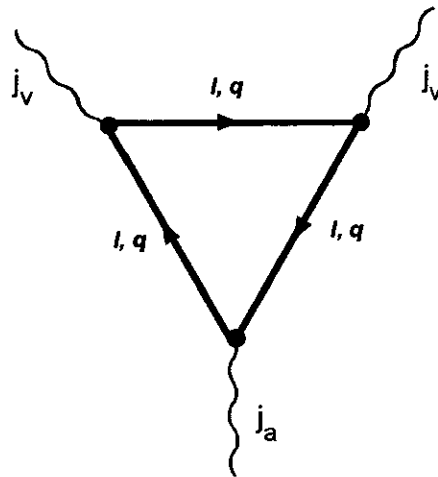


Figura 2.10: Anomalia do triângulo fermiônico para as correntes axial-vetoriais.

com uma corrente axial-vetorial e outras duas vetoriais, acopladas a um *loop* de três férmions, não satisfaz simultaneamente as identidades de Ward para as três correntes. Conseqüentemente, o diagrama da Fig.(2.10) não é invariante de gauge e por isso a renormalizabilidade da teoria $SU(2)_W \times U(1)$ é destruída se a anomalia não for compensada por um outro diagrama. Pode-se mostrar que, se os dupletos dos quarks aparecem em três cores diferentes, basta que o número de dupletos de léptons seja igual ao de quarks para que a anomalia seja cancelada. Esta era uma das razões da necessidade que se tinha do quark-*c* no começo da década de 70.

Posteriormente, com a descoberta do τ a situação voltou a ser a mesma e atualmente, estas razões teóricas são fortes motivos para se acreditar na existência do quark *t*.

CAPÍTULO 3

Dados Experimentais da Produção de Charme

Destinaremos este capítulo ao estudo dos fatos experimentais que caracterizam as principais propriedades relacionadas à produção do quark- c em colisões hadrônicas. Discutiremos basicamente três aspectos destas colisões. A seção de choque total de produção de partículas charmosas, a seção de choque diferencial e as medidas do efeito de partícula *liderante*.

A escassez de dados experimentais limpos, livres dos enormes erros estatísticos e dentro de uma região do espaço de fase apropriada, limita um pouco as conclusões que podem ser obtidas dos experimentos. As colaborações NA32, WA82 e principalmente a E769, devido a um número maior de eventos, deram um passo decisivo no sentido de diminuir estas dificuldades. Entretanto, como veremos neste capítulo, várias quantidades relevantes, tais como, a seção de choque absoluta e a seção de choque diferencial hádron-hádron ($h-h$), ainda continuam necessitando de maior precisão. Apesar destas dificuldades, como o modelo de tubo de fogo para a produção de charme é um modelo baseado em interações $h-h^*$, procuramos comparar suas previsões, sempre que possível,

*Atualmente estamos estendendo este modelo para colisões próton-núcleo ($p-A$).

com os dados experimentais destas reações.

3.1 Descoberta do Charme

Em novembro de 1974, dois grupos experimentais [39, 40] um no SLAC (Stanford) e o outro no BNL (Brookhaven) observaram independentemente uma ressonância ainda desconhecida de massa igual a $3,1\text{GeV}$. O grupo do SLAC estudando a aniquilação e^+e^- observou, para esta energia, um crescimento acentuado na seção de choque total. Já o grupo de Brookhaven encontrou esta ressonância a partir da medida da taxa de produção de pares e^+e^- em colisões próton-Berílio a 28GeV . Os elétrons foram identificados e suas energias medidas. A massa efetiva do par e^+e^- pode então ser reconstruída o que revelou um pico extremamente estreito para massa total de $3,1\text{GeV}/c^2$. Esta notável descoberta causou um impacto relevante na física de altas energias solidificando fenomenologicamente as teorias das interações eletrofraca e forte.

Tais estados, agora denominado de J/ψ , eram então, ótimos candidatos a serem identificados como estados ligados $c\bar{c}$. Como vimos no capítulo anterior, o quark- c já havia sido previsto a fim de satisfazer princípios fundamentais da teoria. Vale ressaltar que alguns autores, durante os anos de 74, 75 e 76, cogitaram outras hipóteses para estas partículas, como por exemplo, glúons, Z^0 , etc. A fim de confirmar a verdadeira natureza de J/ψ , vários experimentos se esforçaram para medir seus possíveis canais de decaimento e também, a existência de outros estados formados por um quark- c e outro u ou d .

Em 1976, no SLAC, investigando os resultados do processo de aniquilação e^+e^- , G.Goldhaber *et al.* [41] observou picos próximos de $1,87\text{GeV}/c^2$ no espectro de massa invariante, conseqüentemente associados aos decaimentos de estados de mesma massa. Estes sinais eram provenientes de combinações neutras de partículas carregadas tais como,

$K^\pm\pi^\mp$ e $K^\pm\pi^\mp\pi^\pm\pi^\mp$. Eles foram identificados como sendo os estados de charme aberto e denominados de mésons D . Na mesma época, dados semelhantes obtidos em emulsões confirmaram a presença de estados formados por um quark- c e outro u ou d . Tais experimentos também forneceram a primeira confirmação do bárion Λ_c .

É bem verdade que em 1971, K.Niu *et al.* [42] já havia observado alguns eventos de raios cósmicos em emulsões nos quais o vértice secundário situava-se numa distância de 10 a $100\mu\text{m}$ do vértice primário, correspondendo a uma vida média de 10^{-12} a 10^{-13}s que é justamente o caso das partículas charmosas.

3.2 Seção de Choque Total

Vários experimentos motivados pela investigação da produção de partículas charmosas em interações $h-h$ têm sido realizados desde a descoberta do J/ψ . Nestes experimentos o grande *background* hadrônico que envolve a detecção das partículas charmosas e sua meia vida de $\approx 10^{-12}\text{s}$ exigem técnicas sofisticadas de detecção e filtragem das partículas. Vale ressaltar que para, aproximadamente, 1000 eventos apenas um é relativo ao quark- c . Isto torna necessário uma alta estatística nas medidas.

Em especial, a partir de meados da década passada, medidas da seção de choque total destas reações tornaram-se disponíveis numa faixa de energia de 200 a 800GeV no laboratório. Na Tab.(3.1) listamos dez dos mais importantes experimentos desta natureza. Nos seis primeiros o feixe incidente é composto de prótons e nos outros quatro de píons. Note que apenas os experimentos 1, 2 e 7 são colisões com prótons livres.

Apresentamos também na Tab.(3.1) outros experimentos cujos alvos são compostos de núcleos leves e cujos resultados têm sido utilizados em vários trabalhos que estudam

processos físicos reponsáveis pela produção de partículas charmosas. O procedimento utilizado para encontrar a seção de choque $h-N$ nestes experimentos é dividir a seção de choque $h-A$ por A (discutiremos adiante este procedimento). Por isso, incluímos nesta tabela apenas os experimentos cujos alvos são compostos de núcleos leves. O fato é que quanto mais pesado é o núcleo, pior a confiabilidade na seção de choque $h-N$ obtida a partir desta divisão.

Os experimentos 3 e 4 foram realizados com feixes de 200 e 360 GeV incidindo num alvo de C_3F_8 (Freon, $\langle A \rangle \approx 17$) sendo que a aceitação, para $x_F > 0$, é boa apesar do erro estatístico na seção de choque total ser relativamente grande. Os dados dos experimentos 5 e 10, realizados no Fermilab, foram obtidos com feixes de próton a partir de emulsões nucleares em que são medidos, pelo menos, o primeiro vértice e um vértice de decaimento.

Tab. 3.1 - Seção de Choque Total por Nucleon

Experimento	Projétil-Alvo	$p_{lab.}(\text{GeV}/c)$	$\sigma_{hN}(\mu b)$	Ref.
1 - NA27	pp	400	$15,1 \pm 1,7$	[43]
2 - E743	pp	800	$24,0 \pm 4$	[44]
3 - NA25	pC_3F_8	200	$3,9 \pm 2$	[45]
4 - NA25	pC_3F_8	360	$24,6 \pm 12$	[45]
5 - E653	$pN(E)$	800	38 ± 10	[46]
6 - NA32	$pN(Si)$	200	$1,5 \pm 0,7$	[47]
7 - NA27	$\pi^- p$	360	$15,8 \pm 2,2$	[48]
8 - NA32	$\pi^- N(Si)$	200	$5,1 \pm 0,5$	[49]
9 - NA32	$\pi^- N(Cu)$	230	$9,5 \pm 0,3$	[49]
10 - E653	$\pi^- N(E)$	600	$30,7 \pm 4,8$	[50]

Os outros três experimentos são referentes a Colaboração NA32 do CERN. Eles foram realizados com alvos de Cu e Si e, apesar de não serem tão leves como os demais,

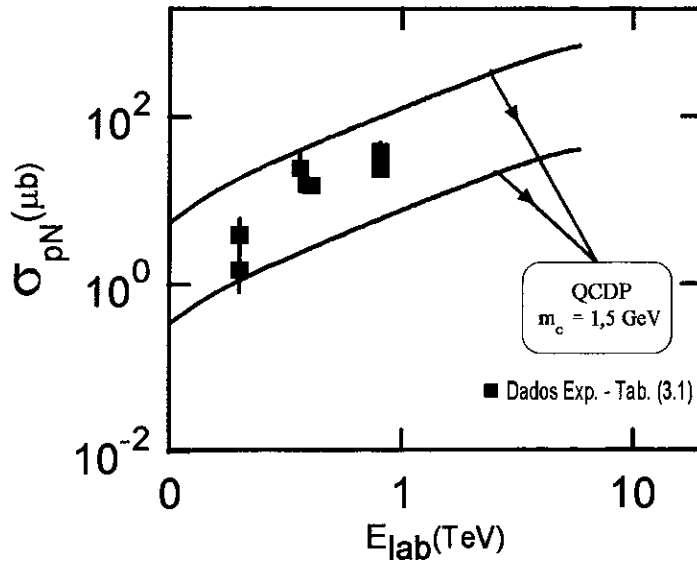


Figura 3.1: Seção de choque total de produção de charme em colisões $p-N$ em função da energia do feixe incidente no laboratório. As curvas sólidas representam o resultado do cálculo da QCD para $m_c = 1,5 \text{ GeV}$ quando variamos os parâmetros de renormalização, fatorização, etc.

são bastante citados na literatura e por isso são listados na Tab.(3.1).

Na Fig.(3.1) plotamos a seção de choque total das reações $p-N$ (4ª coluna da tabela acima) como função da energia do feixe incidente em relação ao laboratório. Nesta figura fazemos uma comparação destes resultados com a previsão da QCD, já com o termo de ordem superior a *liderante*. Discutiremos estas previsões no Cap.(4). Note que todas as medidas estão em acordo com o cálculo da QCD.

De fato, pode-se estimar a seção de choque total $h-N$ usando a seção de choque $h-A$. É usual descrever a dependência em A da seção de choque inelástica hadrônica pela parametrização

$$\sigma_{hA} \sim A^\alpha, \quad (3.1)$$

para $A > 4$. É bom salientar, como mostrou D.S.Barton *et al.* [51], que os dados relativos ao hidrogênio tendem a ficar abaixo do valor obtido com (3.1). Uma hipótese é que, para o caso de partículas charmosas, a dependência de σ_{hA} com A seja linear ($\alpha = 1$) e então,

para encontrar σ_{hN} , dividimos a seção de choque $h-A$ por A . É justamente isso que é feito na maioria dos experimentos, como discutido anteriormente. Porém, tal estimativa está sujeita a vários tipos de incertezas, principalmente por excluir qualquer tipo de efeito nuclear que possa ocorrer durante a colisão.

Vários autores argumentam que se a produção de charme for um processo inteiramente *hard*, dentro da concepção da QCD, a seção de choque $h-A$ deverá ter uma dependência linear com A . Este argumento está apoiado no fato de que, para ser descrita através de fenômenos perturbativos, a interação deve ocorrer a uma escala de distância pequena comparada com a dimensão do nucleon. Uma outra hipótese que deve ser levada em conta para este argumento é que a distribuição de glúons independe do nucleon. Ainda assim, as funções de distribuição dos quarks dependem levemente do número atômico e por isso, mesmo no caso perturbativo, a produção de partículas charmosas pode desviar-se um pouco da dependência linear com A .

Em 1993, a Colaboração E769 [52] mostrou que $\alpha = 1,00 \pm 0,05$ para mésons charmosos produzidos em interações com feixes de π^\pm a 250GeV incidindo em núcleos de Be, Cu, Al e W. Um valor um pouco abaixo ($\alpha = 0.92 \pm 0.06$), mas totalmente compatível, foi encontrado pela WA82 [53].

Já para o caso dos bárions charmosos a situação é bem mais complicada no que se refere a medida da seção de choque total de produção. O Λ_c é o bárion charmoso mais bem conhecido. A razão disto é que ele é mais leve que os outros e por isso é o único cuja vida média ($\approx 0.2\text{ps}$) foi bem medida.

A detecção do Λ_c ocorreu em 1975 [54], nas interações neutrino-próton. O evento foi identificado como,

$$\nu p \rightarrow \mu^- \Lambda \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-, \quad (3.2)$$

e foi interpretado como,

$$\nu p \rightarrow \mu^- \Sigma_c^{++} \rightarrow \mu^- \Lambda_c^+ \rightarrow \mu^- \Lambda \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-. \quad (3.3)$$

O Λ_c já foi produzido em diversas interações, por exemplo, e^+e^- , $h-A$, $h-h$, νh , etc.. Apesar de vários canais já terem sido observados, o conhecimento das características desta partícula ainda é muito pobre, mesmo em comparação com os mésons charmosos.

A vida média do Λ_c é cerca de 5 vezes menor do que a dos mésons D^\pm por isso, antes de decair ele percorre uma distância menor, tornando difícil a separação entre os vértices correspondentes ao decaimento e a interação primária. A seção de choque de produção do Λ_c foi medida, por exemplo, pela NA32 [55] em reações $h-A$, o valor encontrado para uma energia de 200GeV é

$$\sigma_{hN} = (4, 2 \pm 1) \mu b. \quad (3.4)$$

3.3 Seção de Choque Diferencial

Os dados experimentais da produção dos mésons D são usualmente descritos através da dependência com o momento longitudinal e transversal das partículas produzidas. Para isso, utiliza-se as variáveis x_F e p_t respectivamente. x_F da partícula é definido no referencial do centro de massa como sendo o momento da partícula projetado na direção do feixe incidente dividido pelo momento máximo que é cinematicamente permitido. Se desprezarmos a massa da partícula, x_F será dado por, $x_F = 2p_l/\sqrt{s}$, onde \sqrt{s} é a energia total no centro de massa e p_l é momento longitudinal da partícula. Já p_t representa a componente do momento que é perpendicular ao momento longitudinal.

Na seção anterior vimos que vários experimentos mediram a seção de choque total de produção de charme e que estes resultados estavam dentro da faixa aceita pela QCD perturbativa. Entretanto, a seção de choque total é, na prática, proveniente apenas de partículas com momento pequeno (por exemplo, $x_F < 0,2$). Isto porque, a grande maioria das partículas produzidas encontram-se na região central e assim a seção de choque diferencial decresce rapidamente com o aumento de x_F . No caso da produção de charme, este decréscimo é de aproximadamente quatro décadas entre x_F igual a zero e 0.8.

Sendo assim, podemos concluir que a informação contida no resultado da seção de choque total praticamente não leva em conta o que acontece para alto x_F ($x_F > 0,5$, por exemplo). Por isso, é necessário investigarmos as distribuições em x_F e p_t pois elas podem nos revelar outros aspectos físicos existentes nas etapas de produção de charme.

Uma das formas mais usuais de se obter uma formulação quantitativa das seções de choque diferenciais foi proposta por Gunion em 1979 no modelo denominado troca de constituinte [56]. Através de argumentos baseados no modelo de quarks ele mostrou que a seção de choque diferencial, para um estado final qualquer, pode ser descrita pela distribuição $(1 - x_F)^n$ para $x_F \rightarrow 1$. O valor de n é determinado pelo número de quarks que são trocados entre o estado final e inicial da interação. As previsões deste modelo, mesmo para partículas leves, onde uma grande quantidade de dados experimentais são disponíveis, se mostra bastante confusa, nem sempre sendo satisfeita.

Apesar disso, quase todos os trabalhos experimentais utilizam esta forma de distribuição, nem que seja apenas, como fórmula empírica para tratar seus dados. Ou seja, os dados experimentais são parametrizados com

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - x_F)^n \exp\{-bp_t^2\}. \quad (3.5)$$

Os espectros experimentais $d\sigma/dx_F$ e $d\sigma/dp_t^2$ para os mesons D são apresentados na

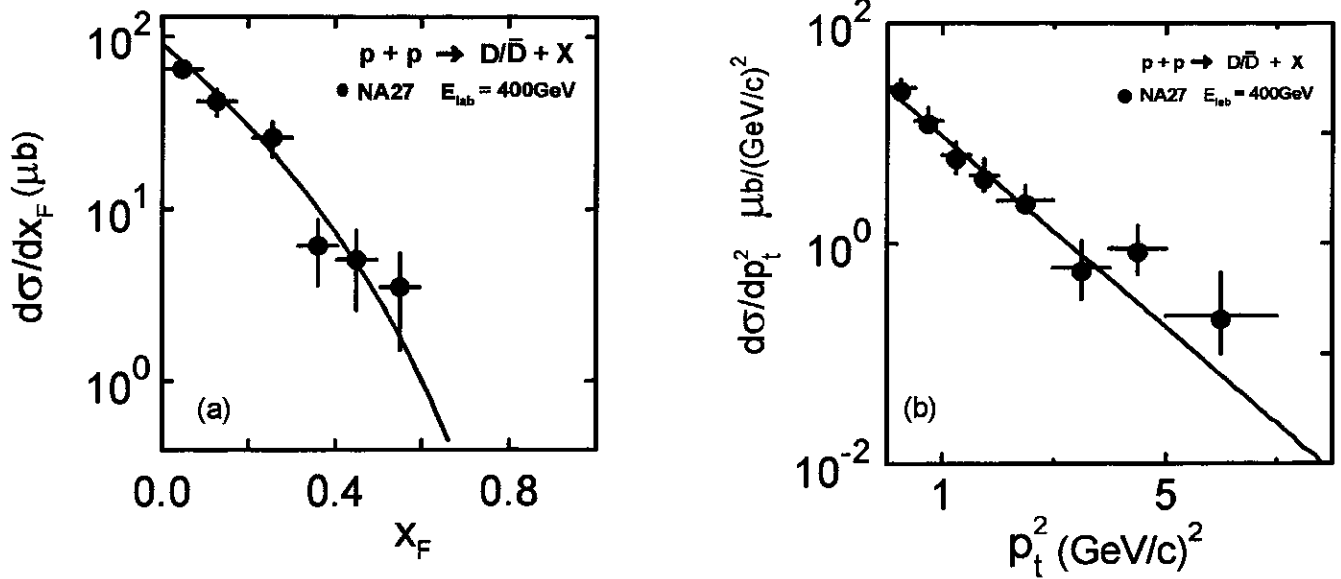


Figura 3.2: Distribuição diferencial em x_F e p_t^2 em colisões $p-p$. A curva sólida é o *fit* experimental dado pela Eq.(3.5)

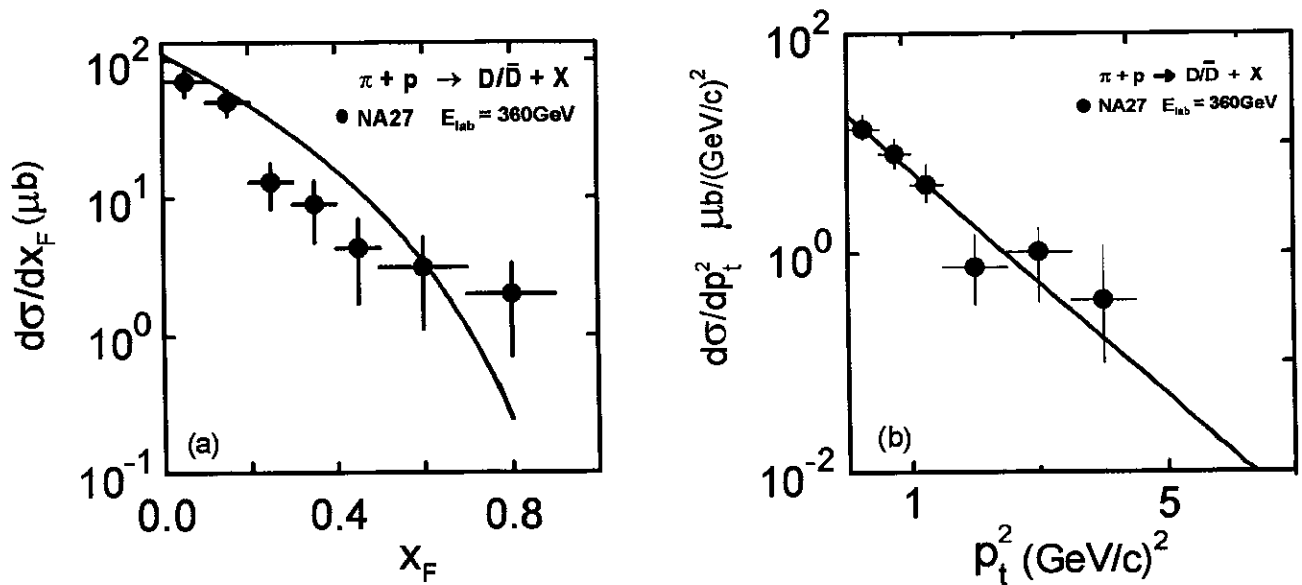


Figura 3.3: O mesmo do que a Fig.(3.2) só que em colisões $\pi-p$.

Fig.(3.2). Os dados foram obtidos pela Colab. NA27 [43] do CERN e referem-se a colisões $p-p$ a $400\text{GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 27.4\text{GeV}$). A curva sólida da Fig.(3.2) mostra o resultado do *fit* para a Eq.(3.5). Os dados são bem reproduzidos com $n = 4,9 \pm 0,5$ e $b = (1,0 \pm 0,1)(\text{GeV}/c)^{-2}$. O momento transversal médio dos mésons D é igual a $\langle p_t \rangle = (0,86 \pm 0.09)$ e o espectro de x_F é central com $\langle x_F \rangle = 0,15 \pm 0.02 \text{ GeV}/c$. Vale ressaltar que este experimento é sensível para todo $x_F > 0$.

Na Fig.(3.3) mostramos as mesmas distribuições só que para o caso de colisões $\pi-p$. Os dados também foram obtidos pela NA27, só que neste caso, a energia da colisão é igual a $360\text{GeV}/c$ ($\sqrt{s} = 26\text{GeV}$) Os parâmetros da Eq.(3.5) ficam, $n = 3,8 \pm 0,63$ e $b = (1,18 \pm 0,18)(\text{GeV}/c)^{-2}$.

Estas são as distribuições mais bem estabelecidas que existem atualmente para produção de charme em colisões próton-próton e pión-próton e, por isso, elas serão utilizadas no Cap.(6) quando então, faremos várias comparações das previsões do nosso modelo com os dados experimentais.

3.4 Efeito de Partícula Liderante

Na Fig.(3.3a), onde a produção de charme é induzida por píons, vemos que é mais apropriado, como realizado pela NA27 [48], pensarmos que na região de baixo x_F o parâmetro n assume um valor maior do que para alto x_F . Este fato é atribuído a uma forte correlação existente entre o estado final e o feixe incidente.

A Colaboração NA27 mostrou que os mésons (D^- e D^0), que contêm um quark de valência (partícula *liderante*) do mesmo tipo do π^- inicial, têm uma distribuição em x_F muito diferente do que a dos mésons (D^+ e \bar{D}^0) que não contêm estes quarks (partículas

não-*liderantes*). É bom mencionar o fato de que o méson \bar{D}^0 , apesar de não possuir um quark de valência do feixe inicial, pode ser proveniente do decaimento do D^{*-} que por sua vez é *liderante*. Estas questões foram levadas em conta nos experimentos evitando ambigüidades.

Os dados para a produção de D^s separados em *liderantes* e não-*liderantes* são mostrados na Fig.(3.4) Para a distribuição de partículas *liderantes* o valor de n é $n = 7,9 \pm 1,6$ enquanto que para a distribuição de partículas não-*liderantes* $n = 1,0 \pm 0,9$. Esta diferença no valor de n indica que as partículas que têm um quark de valência do tipo do feixe incidente têm maior probabilidade de sair com um momento longitudinal próximo do momento incidente.

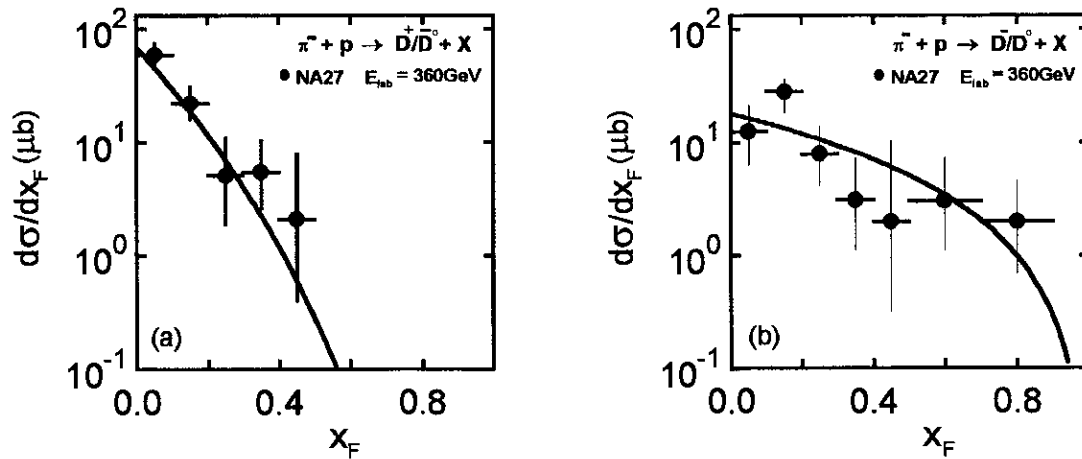


Figura 3.4: Distribuição diferencial de estados não-*liderantes* e *liderantes*. As curvas sólidas referem-se à parametrização explicada no texto.

Certamente estas distribuições experimentais em x_F são cruciais para avaliarmos os possíveis mecanismos de produção de charme em colisões hádron-hádron.

Uma forma extremamente mais clara de estudar o efeito de partícula *liderante* foi apresentado pela colaboração WA82 [10] e mais recentemente pela E769 [11]. Seus resultados revelam uma diferença significante entre a seção de choque de partículas *liderantes* e não-*liderantes* numa faixa de alto x_F . Nesta região a contribuição para a produção total

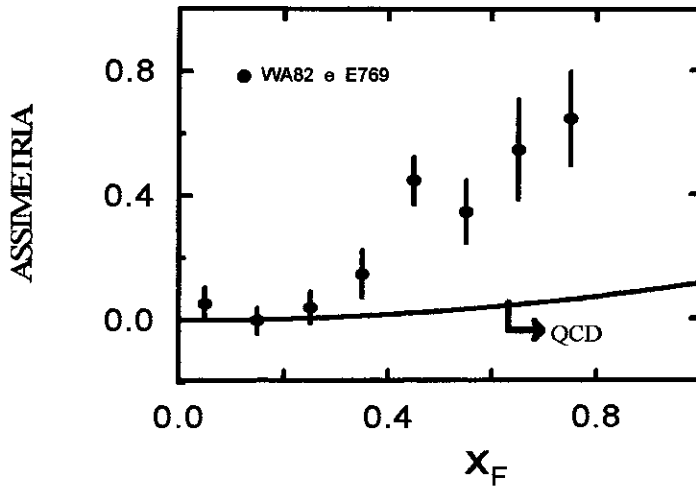


Figura 3.5: Assimetria *versus* x_F . Os pontos da figura representam uma média sobre os dados dos experimentos WA82 e E769. A curva sólida é baseada na previsão da QCD perturbativa para a produção de charme.

é pequena. Para isso eles utilizaram uma quantidade denominada assimetria (\mathcal{A}), definida por

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma(\text{liderante}) - \sigma(\text{não-liderante})}{\sigma(\text{liderante}) + \sigma(\text{não-liderante})} \quad (3.6)$$

Na Fig.(3.5) mostramos os resultados de \mathcal{A} obtidos pelas Colaborações WA82 e E769 em conjunto com a curva teórica calculada pela QCD perturbativa*. Os pontos representam um resultado combinado destes dois experimentos. Note que é alto o valor de \mathcal{A} ($\mathcal{A} \approx 0.5$) para $x_F \approx 0.6$, significando que, neste caso, $\sigma(\text{liderante}) \approx 3\sigma(\text{não-liderante})$. A colab. E769 [11] mostrou que o valor de χ^2 , para estes dados, é totalmente inconsistente com a hipótese da assimetria ser constante com x_F . Ou seja, estes dados mostram que, realmente, existe uma assimetria crescente com o momento longitudinal. Como mencionado na seção anterior, isto pode ser um indicativo de que a produção de partículas charmosas deva ser explicada com a ajuda de mecanismos de produção alternativos aos cálculos do método perturbativo.

*No capítulo seguinte estudaremos as previsões da QCD perturbativa.

No capítulo seguinte discutiremos os principais modelos teóricos de produção hadrônica utilizados para explicar os dados experimentais de produção de charme apresentados neste capítulo.

Modelos Teóricos de Produção Hadrônica de Charme

Neste capítulo, estudaremos os principais modelos teóricos utilizados para explicar a produção de hádrons charmosos.

Começaremos mostrando os aspectos mais relevantes do cálculo perturbativo da QCD (PQCD). Devido a liberdade assintótica da QCD e da *escravidão* infravermelha, o resultado deste cálculo só é válido para processos envolvendo alto momento transferido e, por isso, acredita-se que sua confiabilidade aumente com a massa dos quarks produzidos. Ou seja, espera-se que a PQCD forneça resultados mais confiáveis para *top* do que para *bottom* e para *bottom* do que para charme. O quark-*c* encontra-se na fronteira de aplicabilidade da PQCD e, por isso, nos últimos anos, vários trabalhos foram desenvolvidos a partir da comparação entre os resultados desta teoria e os dados experimentais. Também, processos não-perturbativos foram utilizados, a fim de explicar alguns fenômenos para os quais o método perturbativo não tinha explicação.

Como veremos, existem várias questões em aberto o que nos leva a investigar quais as previsões dos modelos fenomenológicos mais importantes. Estes certamente nos ajudarão a entender os mecanismos responsáveis pela produção de charme. Sendo assim, além da PQCD, estudaremos aqui o modelo de Lund e o modelo de charme intrínseco.

4.1 QCD Perturbativa

Voltando a Eq.(2.25), vemos claramente que $\alpha_s(q^2) \rightarrow 0$ se $-q^2 \gg \Lambda^2$. Esta é a razão fundamental para acreditarmos que os resultados obtidos pela teoria perturbativa sejam válidos apenas quando aplicados a processos envolvendo momento transferido alto. Além disso, quando o processo envolve baixo momento transferido, a expansão de α_s não é dominada pelos primeiros termos da Eq.(2.23), e com isso a teoria perturbativa, certamente, não fornecerá bons resultados. Conseqüentemente, ficamos impossibilitados de calcular quantidades relevantes da interação, como por exemplo, a seção de choque entre os *partons* que participam da colisão, que é o ponto básico do cálculo de produção de partículas numa colisão hadrônica.

Ou seja, só podemos descrever através da PQCD os processos de produção hadrônica de charme em que α_s seja suficientemente pequeno [57]. Entretanto, para calcularmos por exemplo, a seção de choque de produção de partículas charmosas numa colisão hadrônica devemos também, ter informações a respeito da estrutura dos hádrons, em si. O fato é que estas informações não fazem parte do contexto da QCD. Para expressar esta estrutura, emprega-se um modelo fenomenológico em que o hádron é entendido como um conjunto de *partons* não interagentes e aplica-se a PQCD para o cálculo da interação entre os *partons* do hádron incidente com os do alvo. Dentro dessa visão, o cálculo da produção de charme pode ser esquematizado da seguinte forma:

- Um hádron A (B) colidindo, têm uma probabilidade de possuir um *parton* do tipo i (j) com momento x_i (x_j) dado pela função de distribuição de *partons*, $f_{i/A}$ ($f_{j/B}$). Tais funções são determinadas empiricamente ajustando-se os dados experimentais do espalhamento profundamente inelástico entre léptons e prótons a baixo Q^2 ($Q^2 = -q^2$). Vale mencionar, que a dependência em energia das distribuições de *partons* pode ser calculada perturbativamente, de modo que, uma vez determinadas as distribuições para baixas energias sabe-se como extrapolá-las, de forma confiável, para energias mais altas.

• Um *parton* com fração de momento x_i do hádron A interage com um *parton* de fração de momento x_j do hádron B . Em algumas destas interações *parton-parton* um par $c\bar{c}$ é criado. Denotamos por $\hat{\sigma}_{ij}$ a seção de choque deste sub-processo da QCD. Esta é a única etapa do cálculo em que a QCD é aplicada.

• Por último, os quarks c e \bar{c} juntam-se a quarks mais leves para formar os hádrons observáveis. Este fenômeno ocorre de acordo com uma probabilidade de separação do feixe de quarks produzidos devido a interação partônica. Tal probabilidade é dada pela função de fragmentação, $D_{H/c}(z_c)$, obtida do processo de aniquilação e^+e^- (função de Peterson).

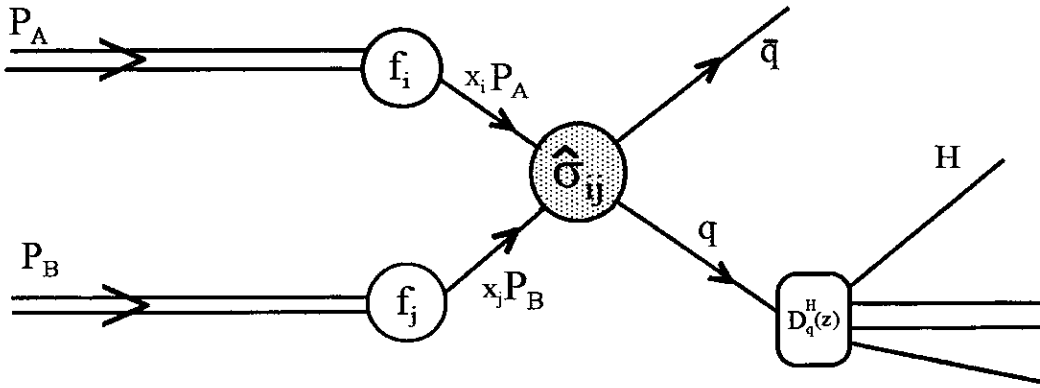


Figura 4.1: Diagrama da QCD para produção inclusiva de um quark pesado em colisões hádron-hádron.

As três etapas acima, que caracterizam o processo de produção inclusiva de partículas charmosas, são representadas na Fig.(4.1). Na verdade, este esquema é baseado, principalmente, na hipótese de independência entre os estados iniciais da colisão e os processos de hadronização, chamada de fatorização. A seção de choque invariante correspondente é dada por

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j dz_c f_{i/A}(x_i) f_{j/B}(x_j) E \frac{d^3\hat{\sigma}_{ij}(x_i P_A, x_j P_B, m_c, \mu_r)}{d^3p} D_{H/c}(z_c), \quad (4.1)$$

onde, m_c é a massa do quark- c , E a energia e p o momento da partícula produzida. O somatório na equação acima é efetuado sobre todos os tipos de *partons*.

Até por volta de 1988, o resultado do cálculo de $\hat{\sigma}$ só era conhecido até a ordem α_s^2 . Nesta ordem os sub-processos responsáveis pela produção de charme são

$$q + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c},$$

em que um quark q e um anti-quark \bar{q} se aniquilam em um glúon virtual que se materializa num par $c\bar{c}$.

Um outro sub-processo possível é,

$$g + g \rightarrow c + \bar{c},$$

em que dois glúons se acoplam resultando num par $c\bar{c}$. Estes sub-processos são conhecidos como fusão de quarks e glúons e estão representados na Fig.(4.2).

Motivados pela necessidade de encontrar um resultado mais preciso do método perturbativo, P.Nason *et al.* [58, 59] calcularam a seção de choque de produção $c\bar{c}$ de ordem seguinte à principal.

A nível partônico, estes sub-processos considerados, incluem correções de *bremssstrahlung* de glúons nos diagramas da Fig.(4.2), mas também incluem outros diagramas qualitativamente diferentes que apresentamos na Fig.(4.3).

Os autores enfatizaram a importância de existir, no cálculo teórico, várias incertezas relacionadas a diferentes parâmetros de entrada que são necessários à realização do cálculo. Por exemplo, a seção de choque é muito sensível à massa assumida para o quark- c , a definição do parâmetro de escala da renormalização μ_r em que α_s e as funções de distribuição são estimadas, as funções de distribuição de *partons* e ao parâmetro Λ_{QCD} .

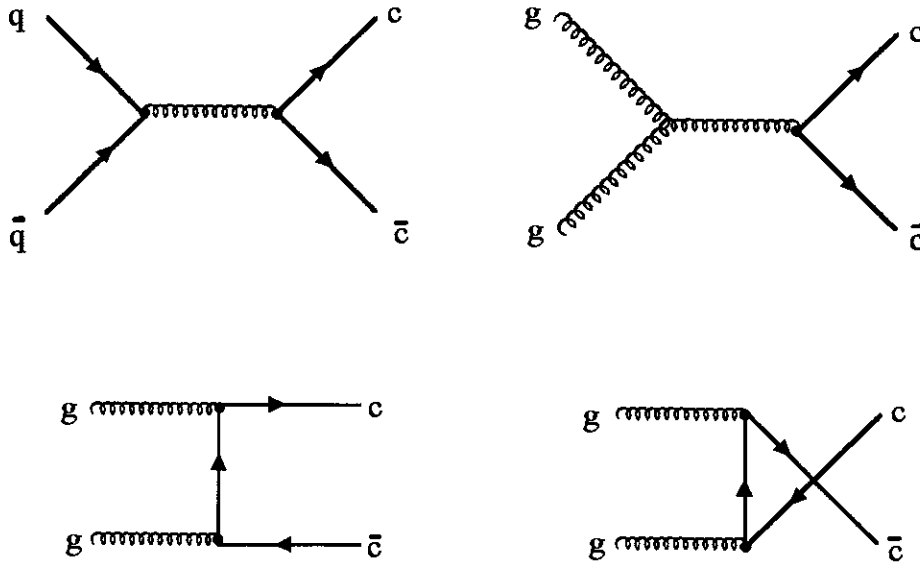


Figura 4.2: Diagramas de ordem mais baixa da QCD para produção de $c\bar{c}$ em interações hadrônicas.

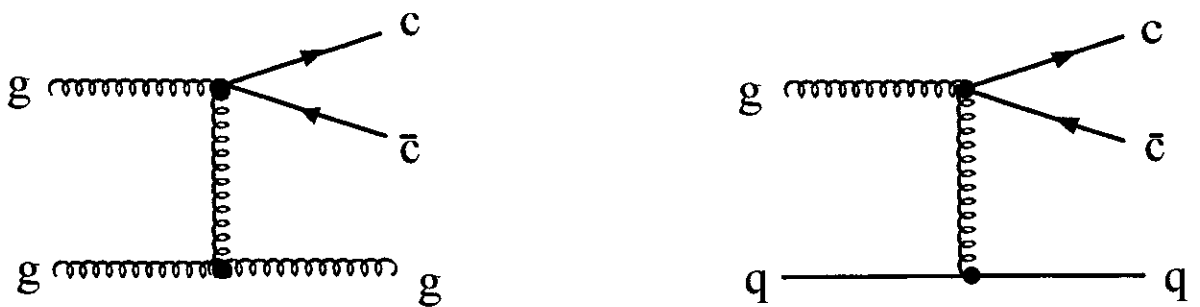


Figura 4.3: Dois diagramas da QCD típicos de ordem seguinte a principal para produção de $c\bar{c}$ em interações hadrônicas.

vantagem na precisão das previsões teóricas quando incluímos o termo de ordem superior. Este fato levou M.L.Mangano *et al.* [6, 7] a concluir que a seção de choque prevista para a produção de charme deveria, apenas, ser tomada como uma indicação do verdadeiro resultado.

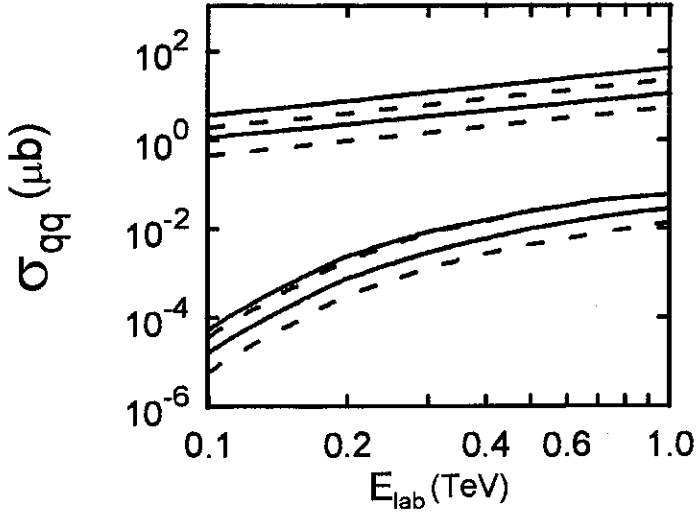


Figura 4.5: Seção de choque total calculada com a ordem principal (curvas tracejadas) e seguinte a principal (curvas sólidas) para produção de charme e *bottom* em colisões $\pi-N$ como função da energia do feixe. As curvas foram obtidas variando-se o valor μ_r , mantendo $m_c = 1,5$ e $m_b = 4,75$ GeV.

Por outro lado, para a produção de *bottom*, podemos notar da Fig.(4.5) uma considerável redução da banda de incerteza quando incluímos o termo de ordem superior. É exatamente isto que esperavamos. Como a massa do quark *b* é aproximadamente três vezes maior que a do quark-*c*, o momento envolvido no processo de criação dos quarks também deverá ser maior, tornando o cálculo perturbativo mais realista, como já discutido anteriormente.

Com relação as seções de choque diferenciais em x_F e p_t^2 , a variação é demasiadamente pequena quando incluímos o termo em α_s^3 [59]. No caso de colisões $p-p$ e $\pi-p$, as distribuições previstas pela QCD caem mais rapidamente do que os dados experimentais, o que faz com que, a alto x_F (por exemplo, $x_F > 0.5$) a previsão teórica seja ≈ 5 vezes menor do que os dados experimentais. Este fato é verificado mesmo quando se utiliza

uma função de fragmentação do tipo delta.

Já para o caso de colisões $h-A$, a colaboração E769 [8] mostrou que o espectro experimental da seção de choque diferencial em x_F é compatível com o resultado da PQCD se usarmos uma função de fragmentação do tipo delta. Entretanto, se considerarmos que a produção de charme é dada pela PQCD, então, a única maneira de calcular a seção de choque é através da Eq.(4.1). Esta equação só tem sentido se admitirmos que a fatorização é válida, o que implica na independência entre os processos de hadronização e a distribuição de *partons* do feixe incidente. Assim, a princípio, não há como justificar dentro da visão da QCD, a utilização de outras funções de fragmentação diferentes daquelas obtidas da aniquilação e^+e^- .

Por último, é importante investigar o resultado do cálculo perturbativo para a correlação angular entre pares $D\bar{D}$ produzidos em colisões $h-h$. Vamos considerar que $\Delta\phi$ seja a separação angular entre estes mésons. Sendo assim, pode-se calcular utilizando basicamente a conservação do momento, o número de pares de partículas produzidas para cada $\Delta\phi$ e assim obter a distribuição desejada.

Na Fig.(4.6) apresentamos os resultados experimentais obtidos pela colaboração WA75 [61] em conjunto com a previsão da QCD. Como podemos ver, os resultados experimentais são muito mais distribuídos e alargados do que a previsão da QCD que, por sua vez, prevê um aumento acentuado quando $\Delta\phi \rightarrow 180^\circ$. Este fato indica que a correlação obtida teoricamente é bem mais significativa do que a que é medida [62]. Isto sugere que processos não-perturbativos devem estar presentes na produção de charme. Realmente, é complicado encontrar explicação para estes dados de correlação angular dentro do método perturbativo, pois, a colisão *parton-parton* tem a tendência de produzir pares $c\bar{c}$ com p_t em sentidos opostos.

Concluindo, embora a produção de charme esteja, de forma geral, de acordo com os cálculos da QCD, existem vários dados experimentais para os quais a resposta da QCD

é qualitativamente insatisfatória. Por isso, é necessário também, que outros modelos sejam estudados para que se possa obter uma idéia física mais global dos mecanismos responsáveis pela criação do quark- c .

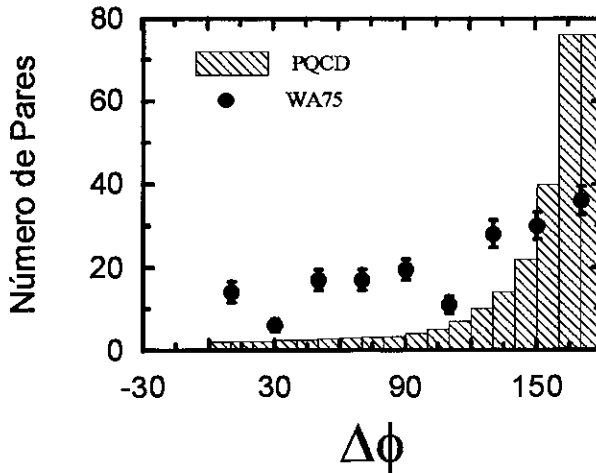


Figura 4.6: Correlação angular na produção de charme. Os dados experimentais (WA75) são representados por pontos e o histograma é o resultado da PQCD incluindo o termo de ordem seguinte a principal.

4.2 Dinâmica Semi-Clássica de String – Modelo de Lund

Como vimos na Sec.(2.3), uma propriedade que caracteriza os glúons é a sua forte auto-interação, proveniente do fato deles carregarem carga de cor. Pensando nisso, podemos estabelecer uma analogia das linhas de fluxo do campo elétrico entre duas cargas elétricas, como na Fig.(4.7a), e as linhas de campo da QCD. Podemos simplesmente imaginar que os quarks permanecem ligados por linhas de força cromoeétrica, como na Fig.(4.7b). Ou seja, ao invés de ficarem espalhadas por todo o espaço, as linhas de campo são alinhadas entre os quarks e a interação glúon-glúon faz com que estas linhas permaneçam confinadas numa fina região entre um quark e um anti-quark, como um tubo ou uma corda (*string*).

Partindo de uma estrutura desse tipo, B. Andersson, G. Gustafson, C. Peterson e outros, elaboraram um modelo semi-clássico, no final da década de 70, denominado modelo de Lund, que a princípio buscou descrever o processo de aniquilação e^+e^- e a sua conseqüente hadronização [63, 64, 65].

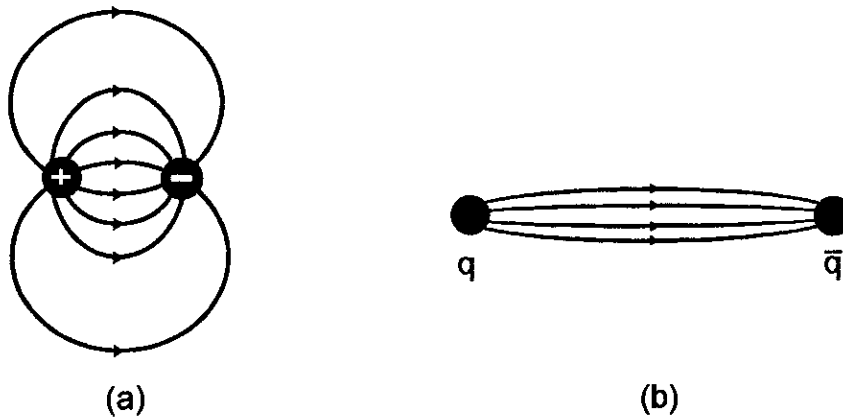


Figura 4.7: (a) Linhas de campo elétrico entre duas cargas. (b) Linhas de campo cromoeletrico entre um quark e um anti-quark. Estas linhas ficam compreendidas numa região fina entre os quarks, semelhante a um tubo ou corda, devido a auto-interação dos glúons.

Para uma breve apresentação deste modelo — ele é a base do modelo de tubo de fogo — consideremos um quark q e um anti-quark \bar{q} deslocando-se em sentidos opostos, o que é típico de uma colisão e^+e^- . Um campo de força de cor é então criado entre o quark e o anti-quark formando, com isso, uma *string*. Dentro desta *string*, um novo par- $q\bar{q}$ pode ser produzido a partir da energia que é disponível pelo campo cromoeletrico. Sendo assim, o campo é quebrado entre o quark e o anti-quark produzidos, fazendo com que a *string* original seja transformada em duas sub-*strings*. Depois disso, outros pares- $q\bar{q}$ são produzidos e o sistema original vai se quebrando em tubos cada vez menores até que os hádrons ordinários sejam formados, como mostra a Fig.(4.8). Alguns destes hádrons podem ser instáveis e posteriormente eles decaem em hádrons estáveis, léptons ou fótons que, realmente, serão as partículas observadas. De fato, o resultado final é que as partículas produzidas saem essencialmente alinhadas ao longo do tubo original, tendo momento transversal da ordem de algumas centenas de MeV. O comportamento geral

relatado acima pode ser descrito pelo modelo de Schwinger, ou seja, a QED de dimensão $1 + 1$ [66].

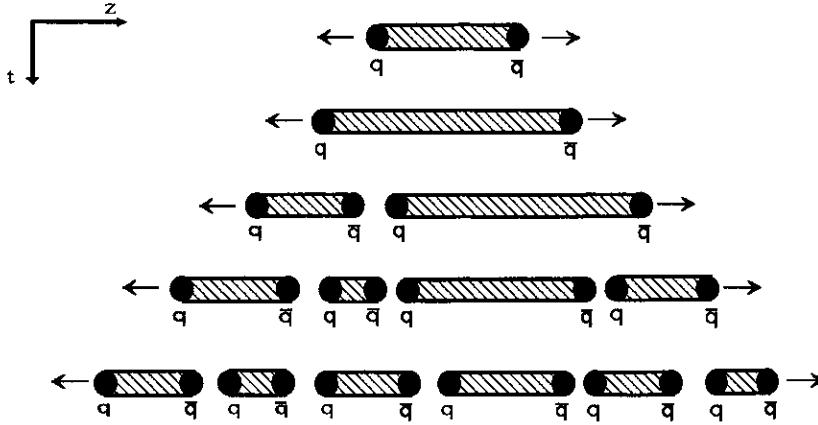


Figura 4.8: Formação dos hádrons no modelo de Lund. A cor é transmitida de um quark (q) para um anti-quark (\bar{q}) por uma *string* de fluxo de campo (região hachurada) com densidade de energia constante. O sistema quebra-se quando a energia for suficiente para a produção de um par- $q\bar{q}$, o que permite a criação de dois singletes de cor. Novos pares vão sendo criados até que os hádrons finais sejam formados.

A rigor, o fato do grau de liberdade longitudinal ser dominante é relevante para que o modelo possa ter uma abordagem de natureza semi-clássica, i.e., para que a descrição da maioria dos eventos seja dada por variáveis clássicas. Uma variável bastante usada e que é útil para ilustrar esta questão é a rapidez (y) de uma partícula, definida por

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l}{E - p_l} \right), \quad (4.2)$$

em que $E^2 = p_t^2 + p_l^2 + m^2$ é a energia da partícula produzida, p_t seu momento transversal e p_l o longitudinal. Note que se fizermos uma transformação de Lorentz para um referencial com velocidade β ao longo do eixo- z (direção do feixe incidente) então,

$$y' = y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right), \quad (4.3)$$

mostrando que uma distribuição qualquer em rapidez é invariante, fato que, como veremos, é de grande utilidade.

Se usarmos a Eq.(4.2) podemos encontrar uma relação entre dy e dp_1 , que fica

$$dy = \frac{dp_1}{E}. \quad (4.4)$$

Então, usando esta relação em conjunto com o princípio de incerteza de Heisenberg, verificamos que a incerteza em y e em z está vinculada à energia através de

$$\Delta z \Delta y > \frac{1}{E}, \quad (4.5)$$

o que mostra que a rapidez e a posição têm um grau de precisão determinado por $1/E$. Portanto, na maioria das vezes em experimentos à altas energias, os graus de liberdade longitudinais podem ser descritos classicamente.

O sistema $q\bar{q}$ interagindo através de uma força constante, κ_0 (tensão na *string*), no espaço-tempo de dimensão 1+1 se, a princípio, desconsiderarmos suas massas, tem a seguinte Hamiltoniana,

$$\mathcal{H} = |p_1| + |p_2| + \kappa_0 |z_1 - z_2|, \quad (4.6)$$

onde p_1 e p_2 são os momenta e z_1 e z_2 as posições das partículas. Com isso, as equações de movimento ficam:

$$\frac{dp}{dt} = \pm \kappa_0, \quad (4.7)$$

e podemos concluir que $dp'/dt' = dp/dt$, o que significa que κ_0 é invariante.

No referencial do centro de massa o quark e o anti-quark oscilam, como mostrado na Fig.(4.9). Se considerarmos que o sistema tem energia total igual a M então, a distância máxima (L) entre q e \bar{q} será M/κ_0 e o período do movimento $2M/\kappa_0$. Daí, concluímos que a área hachurada na Fig.(4.9) é proporcional a M^2 .

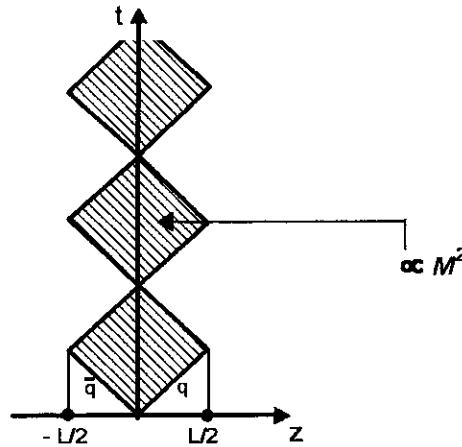


Figura 4.9: As trajetórias do quark e do anti-quark vistas do centro de massa. A área hachurada, proporcional a M^2 , indica onde o campo cromoeletrico é diferente de zero.

De posse da configuração de movimento de q e \bar{q} representada pela Fig. (4.9) podemos investigar melhor o que acontece quando outros pares- $q\bar{q}$ são criados pelo campo. Energia e momento devem ser conservados e, se ainda admitimos ser nula a massa dos quarks, então eles são produzidos num ponto qualquer do espaço-tempo com momento total zero e deslocam-se em sentidos opostos tal que o campo entre eles seja nulo. Assim, o sistema que originariamente continha, por exemplo, q_0 e \bar{q}_0 movendo-se em sentidos opostos, como na Fig.(4.10), depois de algum tempo quebra-se em duas partes por causa da produção de um par $q_1\bar{q}_1$ no ponto (z_1, t_1) . Num tempo posterior, um outro par $q_2\bar{q}_2$ é produzido em (z_2, t_2) e, dessa forma, um méson final pode ser proveniente do par \bar{q}_1q_2 . Outros sub-sistemas $\bar{q}_i q_j$ são formados os quais podem constituir-se em hádrons, ou então, ainda irão se quebrar até que restem apenas hádrons como estados finais.

Para encontrarmos a massa (m) de um hádron produzido, por exemplo, pelo par \bar{q}_1q_2 , lembramos que sua energia é dada por $\kappa_0(z_2 - z_1)$ enquanto que o seu momento é

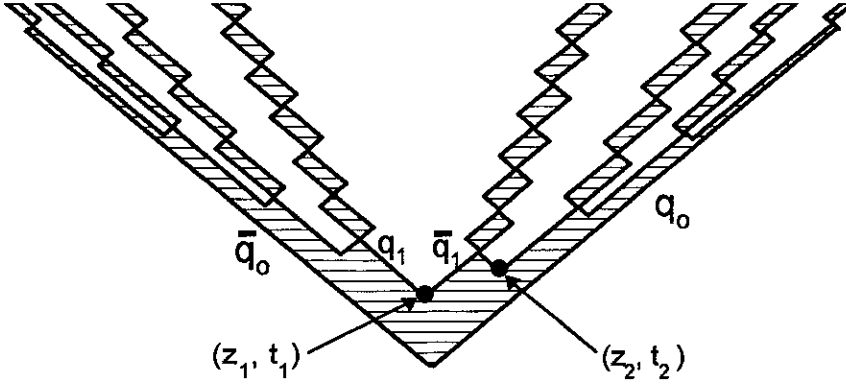


Figura 4.10: Produção de mésons através de um campo cromoeletrico gerado quando q_0 e \bar{q}_0 movem-se com grande energia em sentidos opostos. A área hachurada indica a presença do campo.

$\kappa_0(t_2 - t_1)$. Assim, os pontos (z_1, t_1) e (z_2, t_2) devem pertencer a hipérbole,

$$(z_2 - z_1)^2 - (t_2 - t_1)^2 = \frac{m^2}{\kappa_0^2}. \quad (4.8)$$

A origem desta hipérbole é (z_1, t_1) e por isso a distância máxima entre \bar{q}_1 e q_2 é m/κ_0 . Na Fig.(4.10) apresentamos o decaimento de uma *string* excitada em estados fundamentais que são, portanto, utilizados como modelos de estados finais de mésons.

Por outro lado, se considerarmos que os constituintes sejam massivos [65], o deslocamento de q e \bar{q} não será mais através do raio de luz. Ao invés disso, será dado pela hipérbole

$$(z - z_1)^2 - (t - t_1)^2 = \left(\frac{m_q}{\kappa_0}\right)^2, \quad (4.9)$$

onde m_q é a massa do quark. As assíntotas destas hipérboles são as próprias trajetórias retilíneas das respectivas partículas, só que consideradas sem massa.

Conseqüentemente, um outro quark criado em t_2 , pode ligar-se ao que fora criado em t_1 para formar um hádron, se a massa desse hádron satisfizer a mesma condição usada

para partículas não massivas, Eq.(4.8).

As trajetórias de q e \bar{q} são ilustradas na Fig.(4.11), onde os centros das hipérbolas estão em (z_1, t_1) e (z_2, t_2) distantes m_q/κ_0 do ponto em que as partículas são geradas.

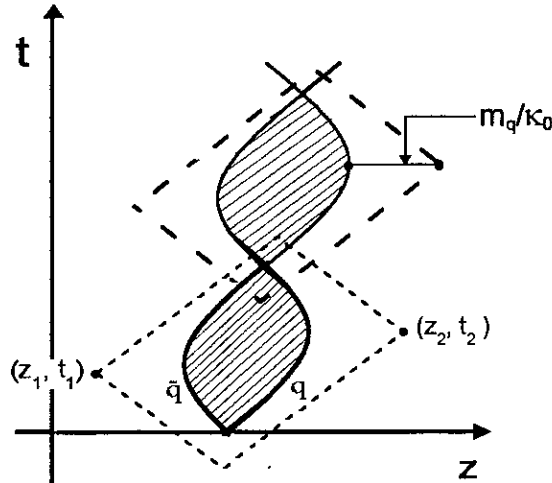


Figura 4.11: Trajetórias hiperbólicas (linha sólida) de q e \bar{q} massivos. As linhas tracejadas são as respectivas assíntotas e a região hachurada indica a presença do campo.

Note que, do ponto de vista da dinâmica clássica e levando-se em conta a conservação do momento e da energia, a produção de pares não acontece num único ponto do espaço-tempo, como no caso de partículas sem massa. Entretanto, podemos considerar que o quark q e o anti-quark \bar{q} deslocam-se, cada qual, num dos ramos de uma hipérbole, como mostra a Fig.(4.12). Neste caso, o centro da hipérbole desempenha o papel do ponto onde as partículas seriam criadas se suas massas fossem nulas. Este esquema sugere que a produção deste par possa ser tratada pelo tunelamento quântico [13, 67], como veremos abaixo.

Voltando a Fig.(4.12), vemos que o quark q é produzido a uma distância $2l$ de \bar{q} . Com isso, podemos concluir que a energia contida no campo entre q e \bar{q} está sendo utilizada para produzi-los, já que $2\kappa_0 l = 2m_q$.

Para encontrar a taxa de produção de pares- $q\bar{q}$, a partir do cálculo do tunelamento da região em que $z > l$ para a região em que $z < -l$, vamos considerar que $\psi_q(l)$ é a

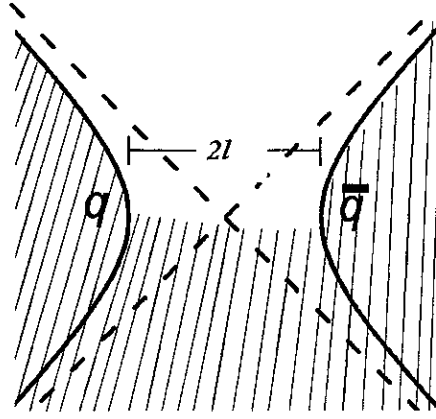


Figura 4.12: Produção de um par- $q\bar{q}$ massivo pelo campo existente no interior da *string*.

função de onda do quark no ponto $z = +l$ e que $\psi_{\bar{q}}(-l)$ a do anti-quark em $z = -l$. Com isso, podemos interpolar a função de onda para a região proibida ($|z| < l$) usando o método WKB o que resulta em, $\psi(z) = \psi_q(l) \exp \left\{ i \int_l^z p(z) dz \right\}$ sendo que, $p(z) = \sqrt{(E + \kappa_0 z)^2 - m_q^2}$.

Para $E = 0$, encontramos

$$\psi(0) = \psi_q(l) \exp \left\{ -\frac{\pi m_q^2}{4\kappa_0} \right\}, \quad (4.10)$$

para o quark. Para o anti-quark obtemos uma função de onda análoga.

Portanto, a probabilidade de uma partícula de massa m_q tunelar através de um potencial linear ($-\kappa_0 z$), fica determinada pela exponencial,

$$e^{-\frac{\pi m_q^2}{\kappa_0}}, \quad (4.11)$$

que pode ser entendida como a taxa relativa de produção de pares- $q\bar{q}$. No capítulo seguinte veremos que esta taxa pode ser calculada de maneira exata na QED e que o resultado é uma série cujo primeiro termo, que é suficientemente dominante, é o próprio resultado do tunelamento obtido acima.

Note que, tanto a massa m_q quanto a constante de *string* têm um papel determinante na taxa de produção de quarks. Evidentemente não poderia ser diferente pois, a medida que o campo no interior da *string* aumenta, a probabilidade de produção de partículas mais massivas, necessariamente, deve também aumentar.

Com o valor de κ_0 determinado pelo modelo de Lund, 1GeV/fm, podemos estimar a produção relativa dos diversos *sabores*, que fica

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 1/3 : 10^{-11}$$

O resultado acima significa que em colisões e^+e^- a produção *soft* (não perturbativa) de charme ($m_c = 1,5 \text{ GeV}$) é totalmente desprezível.

Durante a década de 80, vários autores acharam que este resultado seria válido também em colisões hadrônicas e, em consequência disso, a produção de charme nessas colisões não poderia ser atribuída a processos não-perturbativos do tipo formação de *string*. No capítulo seguinte, mostraremos que em colisões hadrônicas a constante de *string* pode ser maior do que 1 GeV/fm de tal forma que a produção de charme seja compatível com os dados experimentais.

Como mencionamos acima, o modelo de Lund também foi aplicado em interações hadrônicas e, neste caso, os hádrons foram considerados objetos extensos (*sacolas*), contendo sua carga de cor confinada pela pressão do vácuo [68]. Por exemplo, os três sabores de valência de um bárion são distribuídos ao longo do campo cromoeletrico que se forma devido a interação. Esta distribuição é tal que o campo no interior da *string* tenha a mesma característica de um campo criado por um par $q\bar{q}$ (azul anti-azul, vermelho anti-vermelho ou amarelo anti-amarelo). Este fato faz com que um par, depois de produzido no interior da *string*, tenha um deslocamento semelhante ao que foi apresentado na Fig.(4.10). Sendo assim, a distribuição de energia ao longo da *string* fica muito similar a do campo que é gerado por um par- $q\bar{q}$. Por isso, a linearidade do potencial, fundamental para o mecanis-

mo de produção, faz com que a fragmentação da *string* aconteça através da produção de um par $q\bar{q}$, como anteriormente.

As previsões deste modelo são compatíveis com vários dados experimentais de colisões próton-próton, por exemplo [13, 68]. As distribuições em momento longitudinal, para produção inclusiva de π^\pm , K^\pm , p e Λ ficam em excelente acordo com os dados numa faixa de energia (\sqrt{s}) de 10 a 30GeV aproximadamente.

Entretanto, como a produção de pares- $q\bar{q}$ continua sendo dada pela Eq.(4.11), com $\kappa=1\text{GeV}/\text{fm}$, a produção de charme em colisões hadrônicas também será desprezível em relação aos dados experimentais, como na aniquilação e^+e^- . Na seção seguinte, apresentaremos um outro modelo teórico onde a seção de choque de produção de charme atinge um valor que é consistente com os dados experimentais.

4.3 Charme Intrínseco

O modelo de Charme Intrínseco intrínseco foi proposto por S.J.Brodsky *et al.* [69, 70] no começo da década de 80 com o intuito de explicar alguns resultados experimentais, em colisões hadrônicas, que indicavam uma seção de choque elevada para a produção inclusiva de hádrons charmosos a alto x_F .

De fato, como vimos na Sec.(4.1), a PQCD falha ao tentar explicar algumas características da produção de charme. Este fato, fez com que os autores pensassem na possível presença de um outro mecanismo de produção de quarks pesados que fosse signifi-
ficante na região de alto x_F . Especificamente, a hadroprodução de J/ψ medida pela NA3 [71], para alto x_F e baixo p_t , parece ter uma contribuição a mais, tipo *difrativa*, do que a esperada pela PQCD. A questão é que como o méson J/ψ não contém nenhum quark do

projétil, este excesso de $c\bar{c}$, a alto x_F , não pode ser atribuído a um efeito do tipo partícula *liderante* (veja Sec.(3.4)). Assim, segundo Brodsky *et al.* [72], seria natural pensar num mecanismo adicional para a produção de quarks pesados.

Este novo mecanismo de produção é atribuído à própria configuração dos estados de Fock da QCD. Se definirmos tais estados num tempo fixo no cone de luz, o que equivale ao referencial de momento infinito, os hádrons do projétil terão sua decomposição em termos dos auto-estados (singletos de cor), dada por

$$|u, u, d\rangle, \quad |u, u, d, g\rangle, \quad |u, u, d, q, \bar{q}\rangle, \quad \dots,$$

se o projétil for próton. Ou seja, embora o nucleon seja usualmente definido como sendo um estado ligado de três quarks, como estudado no Cap.(2), sua estrutura a partir dos estados de Fock da QCD é bem mais complexa.

Uma componente de Fock do tipo $|u u d c \bar{c}\rangle$, da função de onda do projétil, pode ser gerada a partir de glúons virtuais numa interação $g g \rightarrow c \bar{c}$, onde tais glúons se acoplam a um ou mais quarks de valência. Esta componente é denominada de componente de charme intrínseco. Um exemplo de um estado de charme intrínseco é ilustrado na Fig.(4.13).

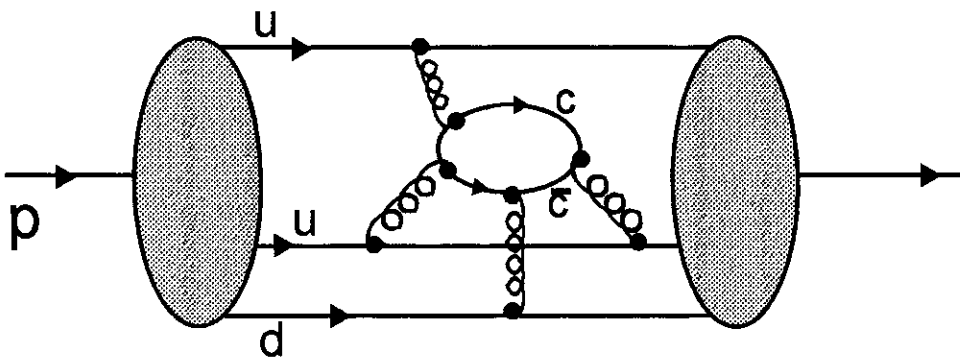


Figura 4.13: Diagrama dando origem a componente de *charme* intrínseco do próton.

Do ponto de vista semi-clássico, o estado de charme intrínseco está associado a uma

função de onda cujos constituintes têm praticamente, todos eles, a mesma velocidade. Conseqüentemente, ao contrário dos quarks do *mar*, que possuem x_F pequeno, os quarks intrínsecos carregam grande parte do momento do feixe incidente. Talvez esteja aí a diferença fundamental entre os pares- $c\bar{c}$ existentes neste estado e os gerados a partir do *mar de Dirac*. Com isso, já que as velocidades dos constituintes são aproximadamente iguais, e x_F do charme é alto, o efeito de partícula *liderante* passa a ser entendido como um tipo de coalescência entre o quark- c ou \bar{c} com um dos quarks leves do projétil.

Um aspecto interessante deste modelo é que ele sugere uma alternativa para a explicação da dependência em A , Eq.(3.1), da seção de choque de produção inclusiva de J/ψ [73]. A explicação é a seguinte: Se a componente de charme intrínseco é dominante para alto x_F , o par $c\bar{c}$ pode ser liberado de seu estado virtual, através das interações dos quarks de valência do projétil com o núcleo alvo. Assim, o par- $c\bar{c}$ passa pelo núcleo sem sofrer, praticamente, nenhuma deflexão e transforma-se num méson J/ψ ou outro estado harmônico qualquer. De fato, como mencionamos acima, as velocidades dos constituintes sendo similares faz com que os mais massivos possuam maior momento longitudinal, ou seja

$$\langle x \rangle_c > \langle x \rangle_u = \langle x \rangle_d . \quad (4.12)$$

Por isso, os quarks de valência do projétil ficam com x_F pequeno e assim, têm grande probabilidade de serem absorvidos pela superfície nuclear. Isso faz com que o valor de α , no caso da produção de J/ψ fique próximo de $2/3$ para $x_F \rightarrow 1$, como revelam os dados experimentais [71, 74, 75].

A fim de entender melhor algumas propriedades deste modelo e conseqüentemente suas previsões a cerca da produção de charme, vamos considerar a função de onda geral

(n constituintes) para o estado de Fock num tempo fixo no cone de luz, que fica

$$\psi(x_i, \vec{k}_{\perp i}) = \frac{\Gamma(x_i, \vec{k}_{\perp i})}{m_h^2 - \sum_{i=1}^n \left(\frac{\vec{k}_{\perp i}^2 + m_i^2}{x} \right)_i}, \quad (4.13)$$

onde Γ é a função de vértice, considerada constante, m_h a massa do hádron, m_i , x_i e $\vec{k}_{\perp i}$, a massa, a fração do momento longitudinal e o momento transverso de cada um dos constituintes do hádron, respectivamente. Da conservação do momento temos que, $\sum_i \vec{k}_{\perp i} = 0$ e $\sum_i x_i = 1$. Então, a seção de choque diferencial em x_F que, na verdade, representa a distribuição em momento dos n quarks que constituem um determinado hádron, é

$$\frac{d\sigma_{ci}}{dx_1, \dots, dx_n} = N \frac{\delta(1 - \sum_i x_i)}{\left[m_h^2 - \sum_{i=1}^n \left(\frac{\hat{m}_i^2}{x} \right)_i \right]^2}, \quad (4.14)$$

onde $\hat{m}_i = \sqrt{\langle k_{\perp i}^2 \rangle + m_i^2}$ e N um fator de normalização determinado fenomenologicamente. A distribuição em x_F do charmeintrínseco, quando o projétil for próton pode então, ser calculada [76] a partir da seguinte integral

$$\frac{d\sigma_{ci}}{dx_c} = \int dx_u dx_{\bar{u}} dx_d dx_{\bar{d}} \frac{d\sigma_{ci}}{dx_u, \dots, dx_{\bar{d}}}, \quad (4.15)$$

em que o integrando é dado pela Eq.(4.14).

Minimizando o denominador da Eq.(4.14) encontramos a condição em que a distribuição é máxima. De fato, isto acontece sempre que os constituintes mais massivos forem os de maior x_F . Esta condição é compatível, como discutido anteriormente, com o fato dos quarks terem velocidades iguais num estado ligado. O significado disto é que a contribuição mais importante de charme intrínseco será dada para valores altos de x_F .

Para obter o resultado da produção de hádrons charmosos a partir deste modelo, os autores assumem que os quarks intrínsecos fragmentam-se do mesmo jeito do que os

quarks c e \bar{c} produzidos pela fusão de glúons ou outros processos da PQCD. Sendo assim, a contribuição à distribuição em x_F , por exemplo do méson D , é dada por,

$$\frac{d\sigma_{ci}}{dx_D} = \int dx_c dz' \mathcal{D}_{D/c}(z') \frac{d\sigma_{ci}}{dx_c} \delta(x_D - z'x_c), \quad (4.16)$$

onde z' é a fração de momento do quark- c que o hádron produzido (D) carrega. Ou seja, $z' = x_D/x_c$. $\mathcal{D}(z')$ é a função de fragmentação que assume duas possibilidades neste modelo. A função de Peterson ou simplesmente uma distribuição delta de Dirac. Note que a utilização da delta implica em $d\sigma_{ci}/dx_D = d\sigma_{ci}/dx_c$, o que é uma superestimativa ($\pm 50\%$ em relação a Peterson) do valor médio de x_F .

Uma outra contribuição para a produção de hádrons charmosos é proveniente da coalescência de c ou \bar{c} intrínsecos com os quarks (leves) de valência. Por exemplo, no caso do próton estes quarks podem se recombinar produzindo, $|udc\rangle$ $|u\bar{c}\rangle$ ou $|uuc\rangle$ $|d\bar{c}\rangle$. Este mecanismo de recombinação é uma consequência natural deste modelo, pois, além dos quarks de valência terem a mesma velocidade do quark- c , c e \bar{c} possuem uma fração alta do momento do próton. Por isso, no modelo de charme intrínseco, a recombinação é a responsável pela produção de partículas charmosas *liderantes*.

Se o projétil for composto de π^- , o estado $|\bar{d}uc\bar{c}\rangle$ pode se recombinar dando origem aos mésons D^0 ($|\bar{u}c\rangle$) e D^- ($|\bar{d}\bar{c}\rangle$). O mesmo acontece se o projétil for π^+ , só que aí a recombinação irá gerar os mésons \bar{D}^0 ($|u\bar{c}\rangle$) e D^+ ($|c\bar{d}\rangle$). De fato, os resultados deste mecanismo de recombinação são compatíveis com os dados de partícula *liderante* apresentados na Sec.(3.4), [77].

Finalmente, para encontrar a distribuição total em x_F dos hádrons charmosos produzidos em colisões hadrônicas deve-se somar duas contribuições. A primeira devido a QCD perturbativa, dominante para x_F pequeno, e a segunda referente ao charme

intrínseco, dominante a alto x_F . Deste modo, ficamos com

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = \frac{d\sigma_{QCD}}{dx_F} + \frac{d\sigma_{ci}}{dx_F}. \quad (4.17)$$

Os resultados deste modelo para a interação $\pi-p$ a 360GeV [48] são apresentados na Fig.(4.14) [76]. A curva sólida na Fig.(4.14a) é o resultado da PQCD quando usamos a fragmentação usual dada pela função de Peterson. Como anteriormente discutido, vemos que o resultado fica abaixo dos dados experimentais para $x_F > 0,5$. A curva tracejada é o resultado quando usamos o charme intrínseco, também com a fragmentação tipo Peterson e, a ponto-tracejada inclui ainda o mecanismo de recombinação. Na Fig.(4.14b) temos o mesmo resultado só que ao invés da função de Peterson os autores utilizaram uma distribuição tipo delta.

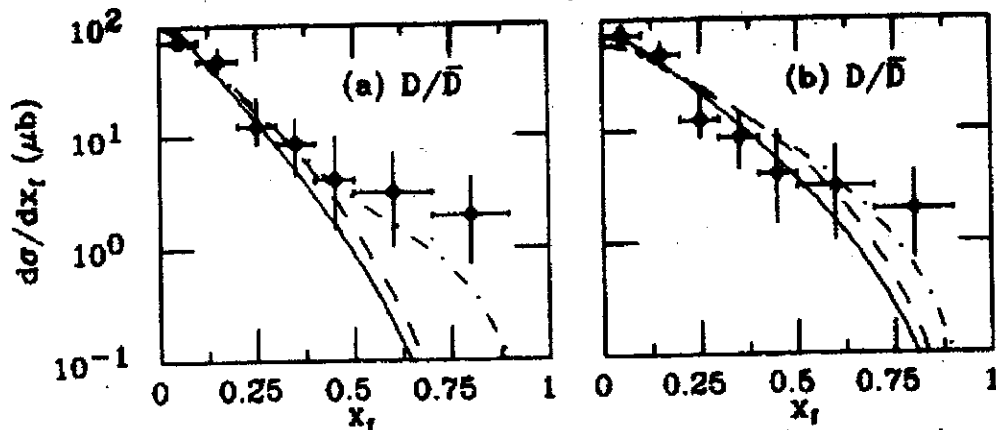


Figura 4.14: Cálculo para a distribuição em x_F dos mésons charmosos produzidos numa colisão $\pi-p$ a 360GeV. (a) Fragmentação proveniente de e^+e^- . (b) Fragmentação tipo delta.

Vemos que os resultados do modelo são compatíveis com os dados experimentais se utilizamos o charme intrínseco em conjunto com o mecanismo de recombinação.

No caso da interação $p-p$, a produção intrínseca do méson D é calculada apenas com a contribuição da seção de choque do charme intrínseco, enquanto que a produção do Λ_c e de \bar{D} possui ainda, a contribuição da seção de choque proveniente do mecanismo

de recombinação. Os resultados para a colisão $p-p$ a 400GeV [43] são apresentados na Fig.(4.15) que segue o mesmo padrão da figura anterior.

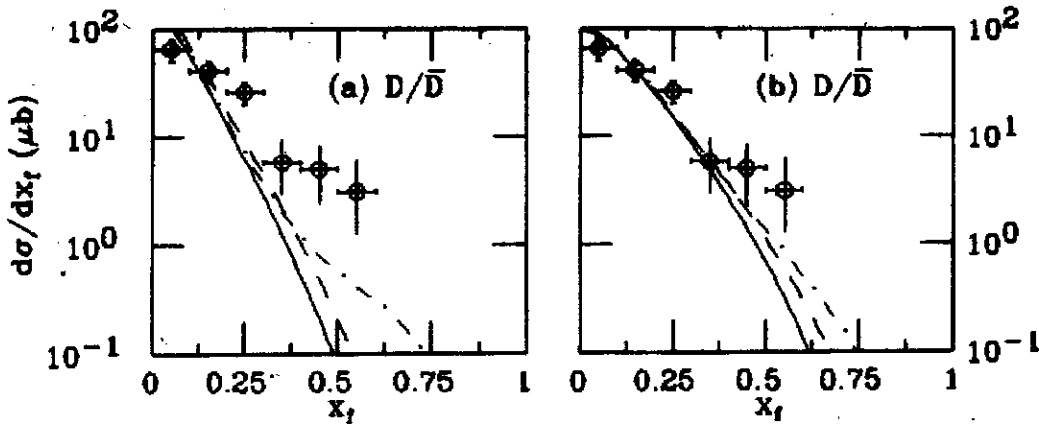


Figura 4.15: Cálculo para a distribuição em x_F dos mésons charmosos produzidos numa colisão $p-p$ a 400GeV. (a) Fragmentação proveniente de e^+e^- . (b) Fragmentação tipo delta.

Note que se usarmos a função de Peterson, Fig.(4.15a), a produção de charme a alto x_F ($> 0,5$) fica um pouco acima da previsão deste modelo. Já para o caso em que a fragmentação é descrita por uma delta, os resultados são visivelmente melhores, como mostra a Fig.(4.15b). Entretanto, não existe a princípio, nenhuma razão para acreditar que a transição dos quarks para os estados hadrônicos observáveis não irá alterar sua distribuição de momento.

Recentemente, o modelo de valons foi utilizado para explicar a produção de mésons charmosos em colisões hadrônicas na região de fragmentação e, também, o efeito de partículas charmosas *liderantes* [78]. Este modelo considera que os hádrons são formados por aglomerados, denominados valons, que são constituídos de um quark de valência em conjunto com uma nuvem de glúons e quarks do *mar* [79]. Para explicar a hadronização, os autores supõem que ela se dá, por causa da recombinação entre os partons do feixe incidente e alvo, tratando igualmente a produção de π , K , D e p . As respectivas distribuições em x_F são obtidas, porém, este modelo não traz estimativas quanto à distribuição em p_t .

CAPÍTULO 5

Tubo de Fogo

Neste capítulo, iremos apresentar o modelo de tubo de fogo. Veremos que nesse modelo, o mecanismo não-perturbativo de Schwinger é o responsável pela produção de quarks numa colisão hadrônica e mostraremos então, que este modelo é capaz de reproduzir os resultados experimentais da produção de charme. Em primeiro lugar, analisaremos a formação do tubo de fogo numa colisão, explicando como a troca de glúons entre os constituintes destes hádrons gera um campo cromodinâmico significativamente mais intenso do que o utilizado para descrever uma *string* elementar. Posteriormente estudaremos a evolução dinâmica do sistema e sua fragmentação em diversos sub-tubos ou bolas de fogo que, por sua vez, irão produzir os hádrons finais através de decaimento térmico.

5.1 Formação do Tubo de Fogo

5.1.1 O Campo Cromoelétrico

Quando dois hádrons colidem a uma energia no centro de massa da ordem de pelo menos 10GeV, a troca de *partons* entre seus constituintes faz com que eles transformem-se

em objetos que possuem carga de cor não-nula. A colisão faz com que estes hádrons se excitem, tornando-se fontes de um campo cromodinâmico que irá atuar na região que os separa. Podemos descrever o fluxo deste campo cromodinâmico, por um tubo de seção transversal da ordem da área efetiva dos hádrons participantes da colisão. Denominamos este fluxo, de tubo de fogo. Na Fig.(5.1) representamos o tubo de fogo formado numa colisão hadrônica.

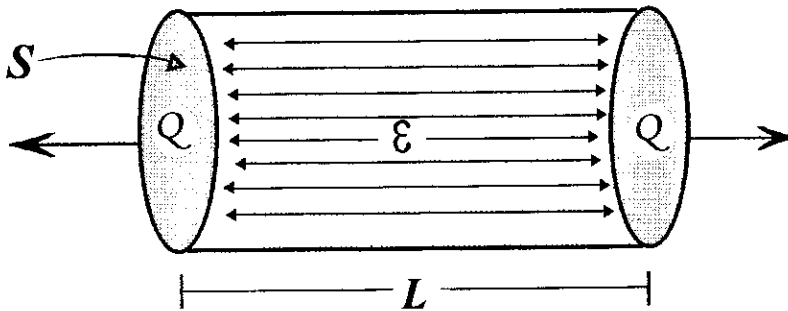


Figura 5.1: Representação esquemática do tubo de fogo. A figura mostra o fluxo de campo cromoeletrico, como um cilindro de comprimento L e área transversal S , que é formado durante uma colisão de dois hádrons.

Na seção (4.2), quando analisamos o modelo de Lund, vimos que uma linha de fluxo cromoeletrico era formada entre um par- $q\bar{q}$ produzido após a colisão. Todavia, na colisão entre hádrons o número de participantes da interação, certamente, é maior do que um e, por isso, formam-se várias linhas de fluxo de cor. A combinação destas diversas linhas de campo é tratada como sendo uma única corda clássica, cuja densidade linear de energia é proveniente do campo gerado pelos hádrons excitados que permanecem nos extremos do fluxo. Assim, admitimos que esta densidade linear de energia, que é a própria constante de *string* de nosso modelo, seja constante e a chamaremos de κ .

Em primeiro lugar, lançaremos mão da seguinte hipótese: O único efeito fundamentalmente da cromodinâmica quântica, que é relevante na etapa de formação do tubo de fogo, é o de comprimir longitudinalmente o campo entre os hádrons durante uma colisão.

Para isso, assumimos que a escala de tempo deste processo é bem menor do que a escala de tempo hadrônica. Sendo assim, representamos de maneira fenomenológica o campo cromodinâmico que atua no interior do tubo de fogo, por um campo clássico longitudinal e de *gauge* Abeliano. Além disso, para distâncias da ordem de 1GeV^{-1} (0.2 fm) ou mais, os quarks podem ser tratados aproximadamente como partículas massivas que satisfazem a equação de Dirac. Esta aproximação é a mesma utilizada, por exemplo, no modelo de Lund.

Com estas hipóteses a descrição de uma colisão torna-se extremamente mais simples, podendo o campo no interior do tubo de fogo, ser compreendido de forma análoga ao campo existente, por exemplo, entre duas placas paralelas e carregadas na Eletrodinâmica Quântica.

Para determinar as propriedades deste campo, necessitamos de apenas três quantidades físicas. São elas: i) A intensidade do campo cromoeletrico longitudinal. Na região fora do tubo o campo é nulo. ii) A carga de cor (Q) situada nas pontas do tubo, em unidades de q_o , a carga elementar de um quark. iii) A área da seção transversal do tubo, S . Tais quantidades estão especificadas na Fig.(5.1).

Como discutido na Ref.[17], podemos relacionar estas três quantidades através do teorema de Gauss. Com isso, o campo cromoeletrico será dado por

$$\mathcal{E} = \frac{Qq_o}{S}, \quad (5.1)$$

onde $q_o = \sqrt{4/3} g_s$, sendo g_s a constante de acoplamento da QCD, definida na Sec.(2.3). Sendo assim, se L for o seu comprimento, então a energia contida no tubo será

$$U_{\text{tubo}} = \frac{1}{2} \mathcal{E}^2 S L. \quad (5.2)$$

Logo, como a constante de *string* κ é a energia por unidade de comprimento, teremos

$$\kappa = \frac{U_{\text{tubo}}}{L} = \frac{\mathcal{E}^2 \mathcal{S}}{2}. \quad (5.3)$$

Substituindo o campo cromoeelétrico, dado pela Eq.(5.1), na equação acima, ficamos com

$$\kappa = \frac{(Qq_0)^2}{2\mathcal{S}} = \kappa_0 Q^2, \quad (5.4)$$

onde a quantidade $\kappa_0 = q_0^2/2\mathcal{S}$ pode ser considerada a constante de *string* elementar do tripleto de SU(3). Veja que, para $Q = 1$, o valor de κ será o próprio κ_0 . Isto significa que κ_0 é equivalente a constante de *string* que atua no modelo de Lund e, por isso, fixamos o seu valor em 1 GeV/fm. Com isso, estamos assumindo que o raio do tubo independe da carga Q , como sugerido em cálculos que envolvem QCD na rede [80].

Por outro lado, a constante de *string* certamente está relacionada com a força que atua sobre os quarks. Então, utilizamos a Eq.(5.1) para calcular a força sobre uma carga elementar no interior do tubo de fogo, que será

$$\mathcal{F}_o = q_0 \mathcal{E} = 2\kappa_0 Q. \quad (5.5)$$

Como vemos, a constante de *string*, Eq.(5.4) e a força \mathcal{F}_o , Eq.(5.5), estão intimamente relacionadas com a carga de cor Q . Isto significa que os valores destas quantidades podem variar, dependendo da flutuação sofrida pela carga cromoeelétrica. Então, para descrever o processo de colisão vamos supor que a medida que os hádrons colidem, os seus constituintes trocam glúons. Com isso, a carga Q varia e o campo pode tornar-se mais intenso do que o utilizado no modelo de Lund, onde a constante de *string* era igual a 1GeV/fm.

Mas de que maneira a carga Q flutua? Qual o processo responsável pela troca de glúons durante uma colisão?

Para responder a estas questões, devemos voltar ao Cap.(2), onde estudamos a simetria SU(3) e vimos que seus geradores eram oito operadores Hermitianos que, na representação mais usual, são as oito matrizes de Gell-Mann, λ_i dadas em (2.7), com os quarks pertencendo a representação fundamental de tripleto, enquanto os glúons a de octeto. Vale ressaltar que, diferentemente do que no caso do SU(3) de sabor, a simetria SU(3) de cor é exata. Podemos expressar a carga de cor através dos geradores do grupo SU(3) se utilizarmos, por exemplo, o operador quadrático de Casimir F^2 [81], que é um dos operadores que fornecem uma representação irredutível para este grupo. Para uma concepção mais física deste operador, podemos pensar por exemplo, no grupo de rotações, em que o $J^2 = J_1^2 + J_2^2 + J_3^2$ cumpre um papel análogo ao F^2 . Este operador é definido como sendo a soma das médias quadráticas de todos os geradores do grupo. Ou seja,

$$\langle F^2 \rangle = \sum_{b=1}^8 \langle F_b^2 \rangle . \quad (5.6)$$

Entretanto, para calcular F^2 numa representação específica, basta encontrar o valor médio tomado sobre todos os membros desta representação, de apenas um dos geradores, pois todos os geradores são equivalentes. Sendo assim, com a ajuda de F_3 , teremos

$$\langle F^2 \rangle = 8 \langle F_3^2 \rangle . \quad (5.7)$$

Em primeiro lugar, podemos calcular o operador quadrático de Casimir quando são adicionados quarks ao sistema. Para isso vamos calcular o valor médio de F_3 . Com a ajuda da Tab.(2.2) vemos que este operador assume os seguintes auto-valores:

$$-\frac{1}{2}, \quad \frac{1}{2} \quad e \quad 0.$$

Logo, obtemos

$$\langle F_3^2 \rangle_{\text{quark}} = \frac{1}{3} \left[\left(-\frac{1}{2} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \right)^2 + 0 \right] = \frac{1}{6} \quad (5.8)$$

e com a ajuda da Eq.(5.7)

$$\langle F^2 \rangle_{\text{quark}} = 8 \langle F_3^2 \rangle_{\text{quark}} = \frac{4}{3}. \quad (5.9)$$

Já que as trocas são independentes, se forem trocados n quarks, a variação da carga de cor será

$$\langle F^2 \rangle_{n \text{ quarks}} = \frac{4n}{3}, \quad (5.10)$$

o que indica que quando um sistema está num determinado estado de carga, se ele trocar n quarks, o quadrado da carga de cor sofrerá uma variação média igual a $4n/3$.

No caso de glúons, podemos calcular $\langle F^2 \rangle$ de maneira análoga. Para isso, também utilizamos o gerador F_3 , que neste caso assume os seguintes valores:

$$-1, \quad -\frac{1}{2}, \quad -\frac{1}{2}, \quad 0, \quad 0, \quad \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{2}, \quad e \quad 1.$$

O que nos leva a,

$$\langle F_3^2 \rangle_{\text{glúon}} = \frac{3}{8} \quad (5.11)$$

e novamente, com a ajuda da Eq.(5.7)

$$\langle F^2 \rangle_{\text{glúon}} = 3. \quad (5.12)$$

Para a troca de n glúons, teremos,

$$\langle F^2 \rangle_{n \text{ glúons}} = 3n. \quad (5.13)$$

Podemos calcular $\langle F^2 \rangle$ em unidades da carga gerada a partir da troca de um quark, o que resulta em

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{\langle F^2 \rangle_{n \text{ glúons}}}{\langle F^2 \rangle_{\text{quark}}} = \frac{9n}{4}, \quad (5.14)$$

Isto mostra que a carga gerada nos hádrons, após a troca de n glúons, é distribuída em torno do valor médio $(3/2)\sqrt{n}$.

Em princípio, esta média só corresponderá ao valor exato se $n \gg 1$. No nosso caso, isto pode não ser verdade, então, realizamos um tratamento, descrito abaixo, que seja válido para qualquer valor de n . Na verdade, este tratamento busca entender como ocorre a flutuação de Q em torno da média fornecida pela Eq.(5.14).

Lembramos que no caso de SU(3), para especificar completamente um determinado estado, é necessário conhecermos dois números quânticos, ξ e ζ . Ambos inteiros não-negativos. Isto porque as duas matrizes de Gellman, λ_3 e λ_8 , comutam entre si e por isso seus auto-valores podem ser obtidos simultaneamente.

Usaremos a seguinte normalização para os multipletos de SU(3):

$$\begin{aligned} \text{quark} &\rightarrow \{3\} = (1, 0) \\ \text{anti-quark} &\rightarrow \{\bar{3}\} = (0, 1) \\ \text{glúons} &\rightarrow \{8\} = (1, 1), \end{aligned}$$

onde a multiplicidade, \mathcal{N} , de cada estado (ξ, ζ) é dada por [82]

$$\mathcal{N}(\xi, \zeta) = \frac{1}{2}(\xi + 1)(\zeta + 1)(\xi + \zeta + 2), \quad (5.15)$$

e o operador de Casimir, F^2 , que representa a carga é

$$Q = \sqrt{F^2(\xi, \zeta)} = \sqrt{\frac{1}{3}(\xi^2 + \xi\zeta + \zeta^2) + \xi + \zeta}. \quad (5.16)$$

Tais estados estão representados no diagrama da Fig.(5.2), onde na abcissa estão os valores de ξ e na ordenada os valores de ζ . Cada um dos pontos (ξ, ζ) do diagrama, corresponde a um multipletto de $SU(3)$ e define uma carga de cor \mathcal{Q} . Inicialmente, antes de ocorrer qualquer troca de glúons, o sistema ainda está na origem, isto é $\xi = 0$ e $\zeta = 0$. Quando o primeiro glúon é adicionado ao sistema, ele passa para um novo estado de carga e assim por diante, até que n glúons são trocados e o sistema chegue a seu estado final. Para descrever estes passos e conseqüentemente determinar o estado final de cor, consideramos que cada troca de glúons é equivalente a um passo do tipo *random walk* no espaço do grupo $SU(3)$ de cor. Um procedimento análogo foi utilizado tanto em [83], na descrição da produção de mésons em colisões de íons pesados a altíssimas energias, quanto em [84], na investigação da região central de rapidez, em colisões próton-núcleo à altas energias. Neste último trabalho, os autores consideraram que o projétil sofre n colisões ao atravessar o núcleo e que em cada uma destas colisões, nucleon-nucleon, um glúon é trocado. A carga de cor assumida, pelo nucleon do projétil e pelo nucleon do alvo, é entendida por um processo estocástico do tipo *random walk* no espaço $SU(3)$ de cor.

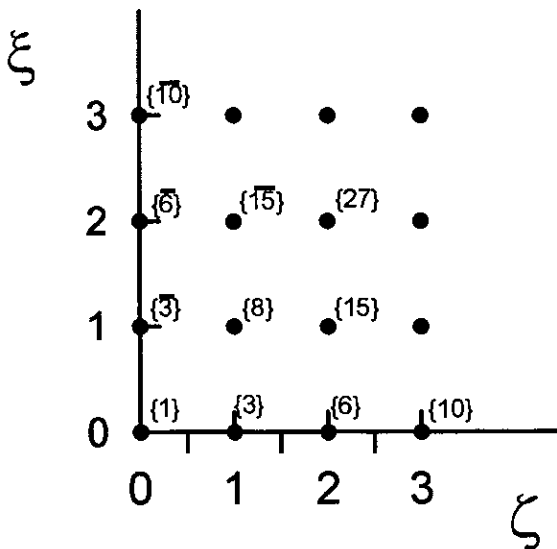


Figura 5.2: Diagrama dos multipletos de $SU(3)$ de cor. Cada ponto representa um determinado estado de carga.

Com o auxílio das tabelas de Young [82], podemos calcular o resultado da adição de um glúon a um estado (ξ, ζ) qualquer, o que nos fornece

$$\begin{aligned}
 (\xi, \zeta) \otimes g &= (\xi, \zeta) \otimes (1, 1) = (\xi + 1, \zeta + 1) \oplus (\xi + 2, \zeta - 1) \oplus \\
 &(\xi - 1, \zeta + 2) \oplus (\xi + 1, \zeta - 2) \oplus \\
 &(\xi - 1, \zeta - 1) \oplus (\xi - 2, \zeta + 1) \oplus \\
 &(\xi, \zeta) \oplus (\xi, \zeta). \tag{5.17}
 \end{aligned}$$

Na Fig.(5.3), representamos por círculos abertos os possíveis estados resultantes da adição de um glúon, Eq.(5.17). Os seus respectivos deslocamentos no espaço SU(3) de cor são representados por setas partindo do estado original e terminando num destes estados. Note que apenas 6 estados resultantes alteram o sistema, já que os dois últimos (veja a Eq.(5.17)) fazem com que ξ e ζ permaneçam os mesmos. Um desses dois estados é válido apenas para $\xi > 0$ enquanto que o outro só é válido se $\zeta > 0$.

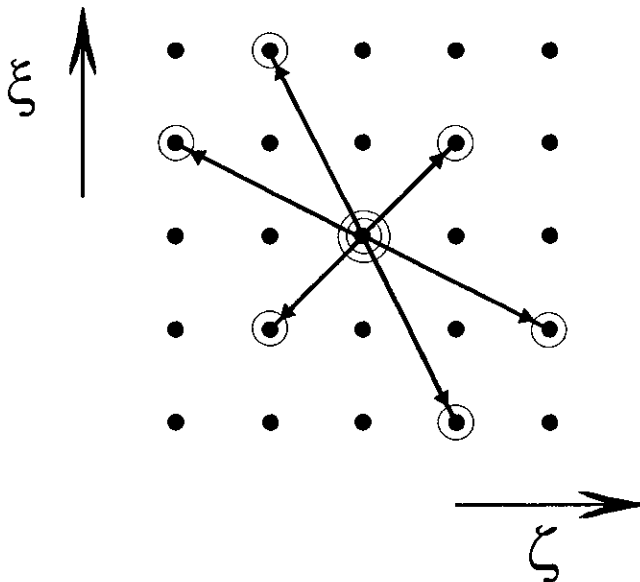


Figura 5.3: Deslocamentos no espaço SU(3) de cor. Representamos na figura, por círculos abertos, os possíveis estados finais resultantes da adição de um glúon a um estado qualquer.

A fim de encontrar qual dos oito estados o sistema irá ocupar, consideramos que a probabilidade, $\mathcal{W}(\xi, \zeta)$, de ocupação de cada estado é função apenas de sua própria

multiplicidade, $\mathcal{N}(\xi, \zeta)$, ou seja,

$$\mathcal{W}(\xi, \zeta) = \frac{\mathcal{N}(\xi, \zeta)}{\sum_{(\xi', \zeta')} \mathcal{N}(\xi', \zeta')}, \quad (5.18)$$

onde a soma na equação acima é feita sobre todos os estados dados pela Eq.(5.17). De posse destas probabilidades, escolhemos aleatoriamente um destes oito estados, que será então, o novo estado de carga ocupado pelo sistema.

Note que o primeiro glúon trocado deve, necessariamente, levar o sistema para o estado de octeto. Isto certamente acontece já que, quando o estado original for $(0, 0)$, teremos $\mathcal{W}(1, 1) = 1$. Por outro lado, quando o sistema estiver no estado $(1, 1)$ e mais um glúon for adicionado a ele, ele terá 5 alternativas de deslocamento com diferentes probabilidades, que são: $\mathcal{W}(2, 2) = \frac{27}{64}$, $\mathcal{W}(3, 0) = \frac{10}{64}$, $\mathcal{W}(0, 3) = \frac{10}{64}$, $\mathcal{W}(0, 0) = \frac{1}{64}$, $\mathcal{W}(1, 1) = \frac{1}{4}$.

Continuando, para determinar completamente a distribuição estatística da carga de cor, ainda nos resta saber qual o valor de n durante uma colisão. Simplesmente, assumimos que a probabilidade (Γ_n) de ocorrer a troca de n glúons é dada por uma distribuição de Poisson truncada em $n = 1$,

$$\Gamma_n \sim \frac{\nu^n}{n!}, \quad n \geq 1, \quad (5.19)$$

onde ν é um parâmetro do modelo. Este parâmetro, obviamente, está relacionado com o número médio de glúons trocados numa colisão, através da expressão,

$$\bar{n} = \frac{\nu}{1 - e^{-\nu}}. \quad (5.20)$$

Como veremos no Cap.(6), o valor $\bar{n} \approx 2$ fornece espectros de várias partículas (píons, káons, lambdas e D'^s) totalmente compatíveis com os dados experimentais.

De acordo com o procedimento acima, para cada valor de n fornecido pela Eq.(5.19), encontramos o valor de \mathcal{Q} . Assim, realizamos um número suficiente de eventos, com auxílio do método Monte Carlo e obtemos o seguinte resultado,

$$\langle \mathcal{Q} \rangle \approx \frac{3}{2}\sqrt{n}. \quad (5.21)$$

Verificamos também que, quando $n \gg 1$, a flutuação da carga \mathcal{Q} fica bastante aguda em torno da média fornecida pela Eq.(5.14).

Substituindo este resultado nas Eq.^s (5.4) e (5.5), temos

$$\kappa \approx \frac{9}{4}\kappa_0 n, \quad \mathcal{F}_o = q_o \mathcal{E} \approx 3\kappa_0 \sqrt{n}, \quad (5.22)$$

tornando claro que a troca de alguns glúons faz com que a constante de *string* e o campo cromodinâmico sejam significativamente maiores do que os seus respectivos valores elementares.

5.1.2 Evolução Cinemática

Uma vez geradas as cargas de cor nos extremos do tubo, o potencial a que fica sujeito é igual a

$$\mathcal{V} = \kappa |z_1 - z_2|. \quad (5.23)$$

onde z_1 e z_2 são os dois extremos do tubo de fogo.

Podemos investigar a evolução cinemática do tubo de fogo, no diagrama espaço-tempo, através das equações de movimento a que estão submetidos seus extremos massivos. Para isso, vamos chamar de m_1 e m_2 as massas da ponta esquerda e direita e p_1 e

p_2 seus respectivos momentos. O Hamiltoniano clássico no centro de massa do tubo fica,

$$H = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2} + \kappa |z_1 - z_2|. \quad (5.24)$$

Consequentemente, o movimento é análogo ao de uma corda cujas massas dos extremos são m_1 e m_2 , como vimos na seção (4.2).

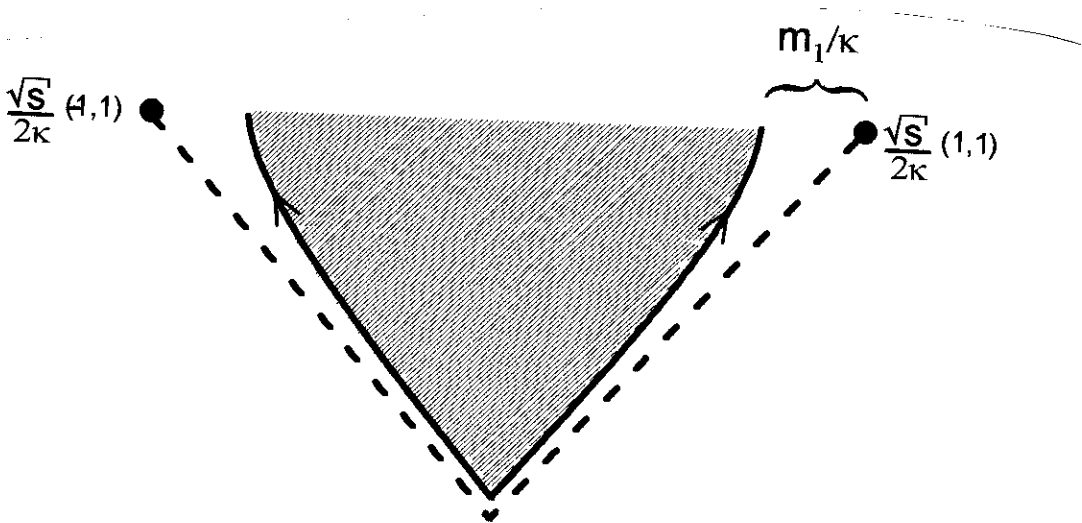


Figura 5.4: Evolução cinemática do tubo de fogo. Os extremos do tubo descrevem hipérboles no plano $z - t$, cujos centros são os pontos $(\sqrt{s}/2\kappa, \sqrt{s}/2\kappa)$ e $(-\sqrt{s}/2\kappa, \sqrt{s}/2\kappa)$. A região hachurada da figura representa o campo cromodinâmico entre os extremos do tubo.

Usando o Hamiltoniano acima, Eq.(5.24), podemos escrever as equações de movimento, que são,

$$\frac{dp_i}{dt} = \pm \kappa \quad e \quad \frac{dz_i}{dt} = \frac{p_i}{U_i}, \quad (5.25)$$

onde, o índice i refere-se as quantidades da direita e da esquerda do tubo, enquanto $U_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2}$ é a energia destes extremos.

Da primeira destas equações, podemos calcular o momento de qualquer uma das extremidades em função do tempo, se lembrarmos que quando o tubo alcança sua alongação máxima, $z(t_{\max})$, o momento nas extremidades é zero. Então,

$$p_i(t) = \mp \kappa (t_{\max} - t). \quad (5.26)$$

Da segunda das Eq.^s (5.25), temos:

$$z_i(t) \mp z_i(t_{\max}) = \frac{m_i}{\kappa} + \sqrt{(t_i - t_{\max})^2 + \left(\frac{m_i}{\kappa}\right)^2}. \quad (5.27)$$

Fazendo $z_i(t_{\max}) = z_{\max}$, ficamos com

$$\left[z_i(t) \mp \left(z_{\max} + \frac{m_i}{\kappa} \right) \right]^2 - (t_i - t_{\max})^2 = \left(\frac{m_i}{\kappa} \right)^2. \quad (5.28)$$

Na Fig.(5.4), mostramos o resultado da Eq.(5.28). Como vemos, os extremos do tubo de fogo descrevem trajetórias hiperbólicas no diagrama espaço-tempo com centros nos pontos $\left[\pm \left(z_{\max} + \frac{m_i}{\kappa} \right), t_{\max} \right]$. Exatamente como no caso do modelo de Lund, as assíntotas destas hipérbolas são as retas $z = \pm t$ que, como vimos na Sec.(4.2), correspondem as trajetórias de um par- $q\bar{q}$ sem massa movimentando-se em sentidos opostos cujos pontos de inversão são $\pm\sqrt{s}/(2\kappa)$.

Em conclusão, uma vez determinado o valor da constante κ , calcula-se a evolução no espaço-tempo do tubo de fogo, usando-se a Eq.(5.28), que fica melhor escrita como:

$$\left(z_i(t) \mp \frac{\sqrt{s}}{2\kappa} \right)^2 - \left(t - \frac{\sqrt{s}}{2\kappa} \right)^2 = \left(\frac{m_i}{\kappa} \right)^2, \quad (5.29)$$

onde o sinal menos (mais) refere-se ao extremo movendo-se para a direita (esquerda).

Considerando a evolução cinemática do tubo de fogo que acabamos de descrever, o tubo poderá alcançar, num determinado instante, um comprimento no qual a energia

de excitação do seu campo é dissipada através da produção de novos quarks. Se isso acontecer, dentro do tubo de fogo estará ocorrendo criação de quarks u , d , s e c durante toda a evolução temporal. Conseqüentemente, como veremos nas próximas seções, estes quarks darão origem aos hádrons que serão produzidos posteriormente pelo tubo de fogo.

5.1.3 Produção de Pares de Partículas

O processo fundamental de produção de pares fermion-antifermion, por um campo clássico e externo, já é completamente entendido a mais de quatro décadas. Isto deve-se a J. Schwinger que, em 1951, resolveu exatamente o problema da taxa de produção de pares elétron-pósitron em um campo uniforme, seguindo a Eletrodinâmica Quântica [85, 86].

Uma das formas de expressar a taxa de produção de pares é através da solução da equação de Dirac na presença de uma fonte. Primeiramente, podemos escrever a corrente associada a partícula $j^\mu(x)$, em termos dos spinores de Dirac $\psi(x)$, do seguinte modo:

$$j^\mu(x) = \frac{1}{2} [\bar{\psi}_\alpha(x), \gamma^\mu_{\alpha\beta} \psi_\beta(x)] \quad (5.30)$$

onde j^μ é a corrente acoplada ao campo eletromagnético externo $A_\mu(x)$.

Para calcular a taxa de produção de partículas, podemos considerar que em $-\infty$ o sistema esteja no seu estado de vácuo $|0\rangle$, ou seja, ausência de partículas e campos. Sempre ocorrerá criação de partículas quando o módulo do elemento da matriz S for menor do que um. Estes elementos podem ser escritos como,

$$|\langle 0|S|0\rangle|^2 = \exp \left\{ - \int \mathcal{R}_e(x) d^4x \right\} \quad (5.31)$$

onde $\mathcal{R}_e(x)$ é a probabilidade, por unidade de tempo e de volume, de criação de um par e^+e^- no ponto (x_0, x_1, x_2, x_3) .

Sabemos [87] que a matriz \mathbf{S} pode ser dada por:

$$\langle 0|\mathbf{S}|0\rangle = \langle 0|\tau \exp \left\{ -ie \int j^\mu(x)A^\mu(x) d^4x \right\} |0\rangle, \quad (5.32)$$

onde τ é o operador de ordenação temporal.

Aplicando a Eq.(5.30) na Eq.(5.32) pode-se calcular, por intermédio da Eq.(5.31), a taxa de produção de pares, que fica [88],

$$\mathcal{R}_e(x) = \frac{(eE)^2}{4\pi^3} \sum_{a=1}^{\infty} \frac{1}{a^2} \exp \left\{ -\frac{a\pi m_e^2}{eE} \right\}. \quad (5.33)$$

Na equação acima, eE é a força eletromagnética e m_e a massa do elétron.

O resultado acima revela uma instabilidade inerente ao próprio vácuo devido a possibilidade, não nula, de criação de um par. Tal instabilidade é, como não poderia deixar de ser, crescente com o campo externo e decrescente com a própria massa das partículas produzidas por este campo puramente estático. Com efeito, como mostra a Eq.(5.33), esta produção só é relevante quando a força eletromagnética, eE , for comparável ao quadrado da massa m_e , o que requer um campo elétrico extremamente alto [89].

Como os quarks permanecem confinados, espera-se que a produção múltipla de partículas em um campo cromoeletrico não deva ter características muito diferentes do que na QED unidimensional, em que as partículas são criadas em um campo Abeliano. Assim, no caso da produção de pares quark-antiquark no tubo de fogo, ao invés da Eq.(5.33), usamos uma equação análoga, dada por

$$\mathcal{R}_q = \frac{\mathcal{F}_o^2}{4\pi^3} \sum_{a=1}^{\infty} \frac{1}{a^2} \exp \left\{ -\frac{a\pi m_q^2}{\mathcal{F}_o} \right\}, \quad (5.34)$$

onde, m_q é a massa do quark produzido. Estas massas são constantes fenomenológicas

chamadas de massa constituinte [12]. Os valores usados aqui, são

$$\begin{aligned}
 m_u = m_d &= 0,30 \text{ GeV} \\
 m_s &= 0,45 \text{ GeV} \\
 m_c &= 1,50 \text{ GeV}
 \end{aligned}
 \tag{5.35}$$

Uma maneira mais simples de entender a produção de pares partícula-antipartícula dentro do tubo de fogo é através do método semi-clássico de tunelamento de uma partícula do contínuo negativo para o contínuo positivo de energia [96]. Apresentamos este cálculo no Apêndice A. O resultado deste cálculo, para a taxa de produção de pares representa, como vemos, o primeiro termo da série de Schwinger, Eq.(5.34). Para os valores de \bar{n} , κ_0 , m_c e m_s já especificados anteriormente, o primeiro termo de \mathcal{R}_q , para o caso de quarks s , é aproximadamente 10 vezes o segundo termo. Já para o caso de produção de charme o primeiro termo é 2×10^5 maior do que o segundo. Isto mostra que o cálculo de \mathcal{R}_q , feito através do tunelamento quântico, resulta no termo realmente dominante da série de Schwinger.

Conseqüentemente, para calcular a taxa de produção de pares no tubo de fogo, não precisamos nos preocupar em utilizar muitos termos da série. O cálculo dos quatro ou cinco primeiros termos já são suficiente para fornecer um resultado válido.

Durante as últimas duas décadas, usando argumentos análogos aos apresentados aqui, a série de Schwinger foi aplicada em diversas situações que envolviam um campo cromodinâmico com densidade de energia supostamente uniforme. Por exemplo, como estudado no Cap.(2), na produção de hádrons à altas energias através da aniquilação elétron-pósitron [12, 90] e na análise das funções de fragmentação em colisões hádron-hádron a baixo p_t [91]. Mais recentemente, G.Gatoff e C.Y.Wong [92], aplicaram a série de Schwinger em colisões nucleon-nucleon a fim de determinar os espectros em momento transversal dos píons produzidos. Estes espectros foram calculados a partir do movimento dos quarks e anti-quarks que constituem estes mésons.

Este mecanismo também foi utilizado no estudo da região central de rapidez das reações próton-núcleo [84], na distribuição de momento transversal em colisões núcleo-núcleo [93] e na formação do plasma de quarks e glúons em colisões ultrarelativísticas de íons pesados [94, 95].

Um dos principais objetivos de todos estes trabalhos era investigar se as características básicas da produção múltipla de partículas em altas energias, poderiam estar relacionadas com o confinamento num tubo. Os resultados, para partículas que envolvem quarks leves, são excelentes. Ou seja, pode-se com a ajuda do mecanismo de Schwinger, construir uma visão bastante simplificada dos processos físicos cruciais em vários tipos de reações relativísticas e a partir disso determinar, por exemplo, a razão de produção entre káons e píons, vários espectros em momento transversal, funções de fragmentação ou mesmo a razão entre os bárions e mésons produzidos, além de outras quantidades relevantes, sendo que tais estimativas estão em excelente acordo com os dados experimentais.

Em suma, a hipótese de um tubo de fluxo cromodinâmico associado ao mecanismo de produção de Schwinger, foi bastante investigado na tentativa de descrever fenomenologicamente alguns aspectos essenciais da interação forte. O que pretendemos aqui é mostrar que esta hipótese, quando aplicada ao caso da produção de charme, também é capaz de fornecer resultados quantitativamente compatíveis com os fatos experimentais, o que até agora ainda não havia sido revelado.

Antes de calcularmos a taxa total dos quarks produzidos no tubo de fogo, vamos entender melhor o que se passa com a força \mathcal{F}_0 que aparece na Eq.(5.34). Para isso, escolheremos a origem do sistema Cartesiano na ponta esquerda do tubo. O eixo longitudinal continua sendo o eixo- z . A força que atua num quark, que fora produzido no interior do tubo de fogo, é dada pela Eq.(5.5). Ou seja, é igual a $2\kappa_0 Q$ e aponta no sentido positivo. Temos, $\kappa_0 Q$ devido a ponta esquerda e $\kappa_0 Q$ devido a ponta direita. Entretanto, um quark não pode ser criado sozinho. Para manter a conservação da carga, a criação de um quark deve ser necessariamente acompanhada da criação de um anti-quark. Sendo assim,

a Fig.(5.5) não está fisicamente correta, devendo ser substituída pela Fig.(5.6). Como mostra esta figura, a carga Q da ponta esquerda sofre uma blindagem pelo anti-quark, \bar{q}_o , que fora produzido. Portanto, a força causada por esta ponta será igual a $\kappa_o(Q - 1)$ e a força total atuando em q_o , será

$$\mathcal{F}_o = \kappa_o Q + \kappa_o(Q - 1) = \kappa_o(2Q - 1), \quad (5.36)$$

que é o análogo da Eq.(5.5) levando-se em conta o efeito da blindagem que sofrem os extremos.

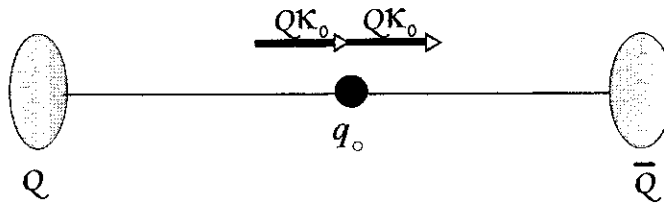


Figura 5.5: Diagrama para a força. Este diagrama de vetores mostra a força atuando num quark q_o que fora criado no tubo de fogo. Esta força tem duas componentes, uma devido a carga Q e a outra devido a carga \bar{Q} .

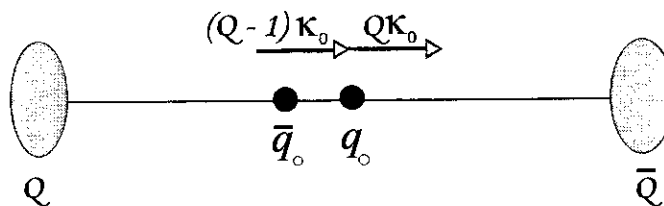


Figura 5.6: Na figura mostramos a blindagem que ocorre no tubo de fogo devido a criação de um quark q_o , ser necessariamente, acompanhada da criação de um quark \bar{q}_o .

Como vemos, a taxa de produção é bastante sensível ao valor de Q , principalmente quando se trata de quarks pesados. Isto significa que, mesmo a troca de um número

pequeno de quarks, é capaz de levar a taxa de produção de charme a valores bem maiores do que os que foram calculados com $\mathcal{F}_0 = 1\text{GeV}/\text{fm}$.

5.1.4 Correção Para Tamanho Finito

A taxa de produção de pares- $q\bar{q}$, fórmula de Schwinger, que estamos utilizando até aqui, é o resultado de um cálculo válido para um campo infinito. Entretanto, a configuração real do campo cromoeletrico que atua no interior do tubo de fogo é um tanto quanto diferente. Isto é, ao invés de infinito, o campo permanece confinado numa região finita de bordas paralelas às linhas de campo que unem os hádrons após uma colisão. Portanto, para tornarmos o modelo mais realista, devemos efetuar uma correção na taxa de Schwinger, que então desse conta da produção de partículas numa região finita, e não infinita. Em 1989, Martin e Vautherin [97] estimaram esta correção por meio da expansão de funções de Green que Balian e Bloch construíram em torno de trajetórias clássicas [98, 99].

Balian e Bloch calcularam a densidade de modos da equação de onda numa cavidade que possui uma forma arbitrária. Neste caso, eles expressaram a densidade como sendo uma soma sobre todas as trajetórias fechadas envolvendo múltiplas reflexões nas bordas de contorno. A característica mais interessante desta expansão é que seu primeiro termo representa a contribuição de volume enquanto que o segundo termo corresponde a reflexão nas superfícies do sistema. Martin e Vautherin combinaram esta expansão com o mecanismo de Schwinger e encontraram a seguinte expressão para \mathcal{R}_q :

$$\mathcal{R}_q = \frac{\mathcal{F}_0^2}{4\pi^3} \sum_{a=1}^{\infty} \frac{1}{a^2} \exp\left\{-\frac{a\pi m_q^2}{\mathcal{F}_0}\right\} \times \left\{1 - \varphi\left(\sqrt{\frac{S\mathcal{F}_0}{a\pi^2}}\right)\right\}, \quad (5.37)$$

onde,

$$\varphi(u) = -\frac{1}{u^2} [1 - \exp\{-u^2\}] + \frac{\sqrt{\pi}}{u} \text{erf}(u). \quad (5.38)$$

Vamos investigar alguns limites relevantes para a produção de pares no tubo de fogo. Primeiramente, se a área transversa for aproximadamente zero, ou seja, $\mathcal{S} \ll 1 \text{ fm}^2$, teremos $\varphi(u \rightarrow 0) = 1$ e conseqüentemente o termo de superfície cancelará o termo de volume, mostrando que em um tubo de área transversa desprezível a produção de quarks é nula. Se ao invés disso, tivermos $\mathcal{S} \gg 1 \text{ fm}^2$, então $\text{erf}(u) \approx 1$ e

$$\varphi(u) = \frac{\sqrt{\pi}}{u}. \quad (5.39)$$

Exatamente o mesmo resultado é obtido no caso de um campo cromodinâmico intenso. Nestas condições, o termo de superfície será desprezível sempre que

$$\mathcal{F}_o \gg \frac{\pi^3}{\mathcal{S}}. \quad (5.40)$$

No caso do tubo de fogo, escolhemos $\mathcal{S} = 1,5 \text{ fm}^2$, tipicamente a seção transversa dos hádrons que participam da colisão. Isto significa que sempre que, $\mathcal{F}_o \gg 0,8 \text{ GeV}^2$, a correção de tamanho finito pode ser desprezada.

A Fig.(5.7) mostra a dependência da correção de tamanho finito, $\left[1 - \varphi\left(\sqrt{\frac{\mathcal{S}\mathcal{F}_o}{\pi^2}}\right)\right]$, com a força cromoeétrica que atua no interior do tubo. O valor indicado no gráfico, $\mathcal{F}_o \approx 0,65 \text{ GeV}^2$, corresponde ao que é utilizado no tubo de fogo, Eq.(5.36). Neste caso, a taxa de produção é reduzida para, aproximadamente, 30% do seu valor. Em conclusão, o fato de levarmos em conta a correção de tamanho finito torna-se relevante para que a produção de quarks não seja superestimada.

Ainda sobre o papel do mecanismo de Schwinger no tubo de fogo, uma quantidade importante que devemos calcular é a razão entre a produção de káons e píons, comumente chamada de K/π . Esta quantidade, verificada experimentalmente, revela uma supressão de káons em relação a píons que pode ser atribuída, qualitativamente, a diferença de massa entre os quarks u e d e os quarks s . Note que, como vimos na seção (4.2), num modelo baseado em fragmentação de *string*, os hádrons são produzidos diretamente da

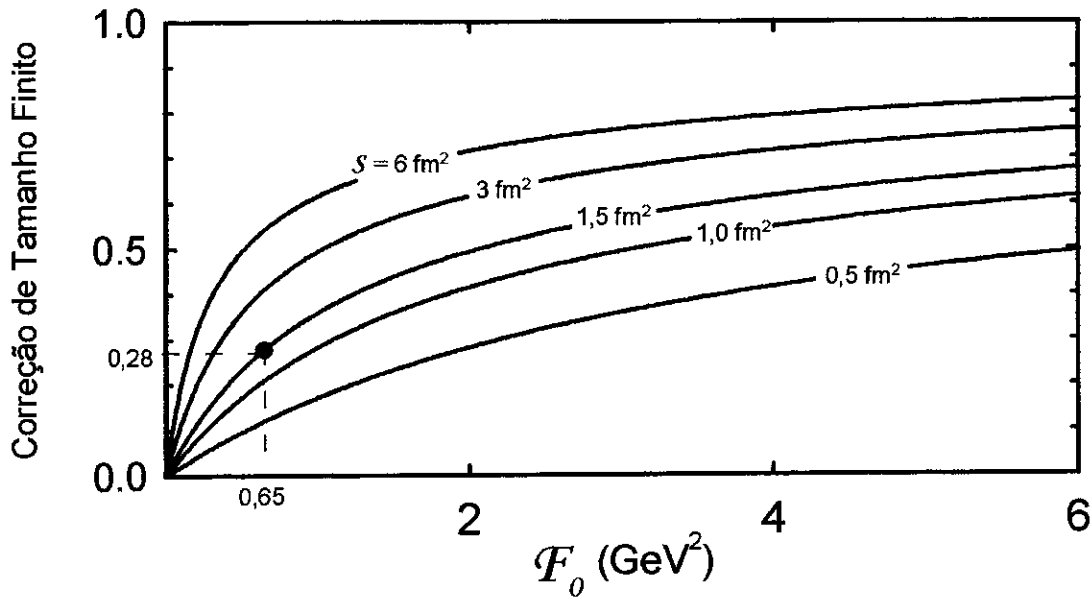


Figura 5.7: Dependência da correção de tamanho finito com o campo. O valor para a força que é representado na figura, corresponde ao que é utilizado no tubo de fogo.

quebra da *string* que, por sua vez, está estritamente relacionada com a probabilidade de criação de pares quark-antiquark via mecanismo de Schwinger. Por isso, em modelos deste tipo, a razão K/π , é determinada diretamente por κ . Como a troca de glúons faz aumentar o valor de κ , poderíamos imaginar que a razão calculada K/π sofreria alguma alteração que pudesse levar a resultados, do tubo de fogo, incompatíveis com os dados experimentais. Porém, em nosso modelo, o fator responsável pela produção de píons, ao invés de ser a constante κ , é o decaimento das bolas de fogo (Sec.(5.2)) que, de maneira nenhuma, é governado pela produção de pares- $q\bar{q}$ através do mecanismo de Schwinger. Ou seja, apesar de no tubo de fogo, \mathcal{F}_0 ser mais do que o triplo do valor comumente utilizado, não é ele que determina a razão K/π . Por outro lado, apesar do valor $1 \text{ GeV}/\text{fm}$ para κ , fornecer excelentes resultados para a razão K/π , deixa uma taxa de produção de charme aproximadamente igual a 10^{-13} pares/ fm^4 . Com esta baixa taxa de produção, nenhuma escala razoável de volume no espaço-tempo, em colisões hádron-hádron, fornecerá uma seção de choque capaz de reproduzir qualquer dado experimental referente as partículas charmosas. Entretanto, no modelo de tubo de fogo, já que a tensão na *string* é formada

através da troca de glúons, teremos uma taxa de produção significativamente maior,

$$\mathcal{R}_c \approx 0,4 \times 10^{-4} \text{ pares/fm}^4 \quad (5.41)$$

para $\bar{n} = 2$.

Como a taxa de produção independe das coordenadas do espaço-tempo, o número total de quarks c e s criados numa colisão hádron-hádron é calculado a partir do volume espaço-temporal V , que o tubo de fogo ocupa durante a sua evolução antes de se fragmentar nas bolas de fogo. Este volume corresponde à área transversa do tubo de fogo, Fig.(5.1), multiplicada pela área total formada pelo tubo de fogo no plano $Z - T$, área hachurada na Fig.(5.4). Então, denominando de $(N_s)_{tf}$ o número total de quarks s e de, $(N_c)_{tf}$ o número total de quarks c produzidos no tubo, teremos

$$(N_s)_{tf} = 2 \mathcal{R}_s V \quad e \quad (N_c)_{tf} = 2 \mathcal{R}_c V, \quad (5.42)$$

onde, o fator 2 leva em conta o fato de $N_{s,c}$ ser o número total de partículas e não apenas de pares. Em consequência, obtemos

$$(N_c)_{tf} \approx 0,5 \times 10^{-3} \text{ pares}. \quad (5.43)$$

Isto mostra que o mecanismo não perturbativo de Schwinger deve cumprir um papel crucial nos processos físicos responsáveis pela produção de partículas charmosas em colisões hadrônicas.

5.2 Fragmentação do Tubo de Fogo

5.2.1 Probabilidade de Fragmentação

Como passo fundamental para descrever o mecanismo de hadronização no tubo de fogo, vamos considerar que a produção de pares- $q\bar{q}$, descrita na seção anterior, não seja um processo que continue indefinidamente. Ao invés disso, num determinado instante, a *string* original não terá energia suficiente para dissipar através da produção de outros pares e conseqüentemente irá fragmentar-se num ponto qualquer. Sendo assim, o tubo original transforma-se em dois novos sub-tubos cada um dos quais tendo energia e momento definidos, assim como também suas respectivas distribuições de massa e rapidez. Este processo estocástico continua, só que agora, com os novos sub-tubos que também podem quebrar produzindo, cada um deles, dois outros tubos. A etapa de fragmentação termina quando um dos sub-tubos completa, pela primeira vez, o seu período de oscilação sem se fragmentar. Neste ponto, assumimos que toda sua energia cinética é convertida na energia interna de um objeto altamente excitado, que denominamos de bola de fogo. A produção dos hádrons observados é devido ao decaimento térmico destas bolas de fogo, como veremos na seção seguinte [100].

Tudo isso pode ser melhor entendido se observarmos a Fig.(5.8), onde são formadas 5 bolas de fogo (B_1, \dots, B_5). Desta figura, vemos que a formação de uma bola de fogo ocorre quando os dois extremos de um sub-tubo encontram-se num determinado ponto, como se ele tivesse colapsado.

Vale lembrar que, nos modelos usuais do tipo fragmentação clássica de *string* [101, 13], a quebra acontece exatamente no ponto do espaço-tempo em que um par- $q\bar{q}$ é criado, sugerindo que a quebra da *string* seja causada diretamente pela polarização do vácuo devido a criação deste par. Entretanto, como já discutido anteriormente, estes modelos foram primeiramente utilizados na análise de fenômenos de jatos e^+e^- e neste caso, a

string que é formada, pode ter características bem diferentes do que no caso de uma colisão hadrônica, como por exemplo, o próprio valor de κ , como vimos na seção anterior.

Então, pelo que descrevemos acima, optamos por um mecanismo de quebra um pouco diferente do usual, mas ainda assim, relacionado de alguma forma com a produção espontânea de quarks no interior do tubo de fogo.

Para descrever o mecanismo de quebra no tubo de fogo, vamos definir ω como sendo, a densidade de probabilidade de quebra do tubo, ou seja,

$$\frac{d^2 P}{dx dt} = \omega \quad (5.44)$$

onde ω é uma constante. Nos trabalhos anteriores sobre este modelo [14, 15, 16], ω foi considerado um parâmetro fenomenológico ajustado para fitar os dados experimentais. Porém, podemos estimar ω a partir de quantidades físicas do modelo. Como veremos abaixo, podemos relacionar esta constante com a taxa de produção de pares de forma bastante simplificada e com isso a probabilidade de quebra do tubo deixa de ser apenas um parâmetro.

Os quarks criados pelo campo cromoeletrico, dentro do tubo de fogo, possuem suas cargas de cor alinhadas com \mathcal{E} no espaço SU(3) e tendem a blindar as cargas Q , situadas nas pontas. Este fato fornece um mecanismo de quebra para o tubo. Embora outros processos, tais como instabilidades coletivas do vácuo, podem ser utilizados a fim de explicar a fragmentação do tubo em bolas de fogo, assumimos que a criação de pares fornece o efeito dominante. Isto significa o seguinte: No caso do número de pares produzidos numa seção transversal do tubo, se aproximar do valor de Q (veja na Eq.(5.1) onde a carga Q é dada em unidades da carga elementar), os extremos do tubo sofrerão uma blindagem muito forte e assim ω deverá assumir um valor próximo de 1, pois neste caso, o tubo terá grande chance de fragmentar-se. Por outro lado, se o número de pares produzidos numa seção transversal for bem menor que Q , a blindagem será pequena e conseqüentemente o

valor da taxa de quebra poderá ser bem menor do que 1. Com isso, podemos estimar ω usando a seguinte expressão:

$$\omega \approx \frac{S}{Q} \sum_q \mathcal{R}_q, \quad (5.45)$$

onde o índice q refere-se a todos os sabores de quarks (u , d e s praticamente). Então, a probabilidade \mathcal{P}_N do tubo fragmentar-se em N pontos diferentes e com isso formar $N + 1$ bolas de fogo é dada por [15],

$$\mathcal{P}_N = \int \cdots \int d^2 z_1 d^2 z_2 \cdots d^2 z_N \omega^N e^{-\omega A}, \quad (5.46)$$

onde $A = A(z_1, z_2, \cdots, z_N)$ é a área hachurada na Fig.(5.1) e que corresponde a área percorrida pelos diversos sub-tubos até se transformarem nas respectivas bolas de fogo. A probabilidade \mathcal{P}_N é um escalar de Lorentz cujas variáveis são, M , ω e κ , onde M é a energia inicial do tubo de fogo no centro de massa, ou seja, $\mathcal{P}_N = \mathcal{P}_N(M, \omega, \kappa)$.

Se não existir nenhuma conexão entre as diversas posições z'^s , definidas como pontos de quebra na Fig.(5.8), a integral da Eq.(5.46) poderá ser calculada no retângulo H_o e reescrita como,

$$\mathcal{P}_N = \int d^2 z_N \omega e^{-\omega A_1} \int \cdots \int d^2 z_1 d^2 z_2 \cdots d^2 z_{N-1} \omega^{N-1} e^{-\omega A_2}, \quad (5.47)$$

onde A_1 é a área da faixa retângular indicada na Fig.(5.8) e $A_2 = A - A_1$. Note que a segunda parte do lado direito da Eq.(5.47) é igual a $\mathcal{P}_{N-1}(M', \omega, \kappa)$ sendo $M' = M'(z_1, z_2, \cdots, z_{N-1})$ a massa invariante da parte do tubo correspondente a área A_2 . Portanto, a Eq.(5.47) assume uma forma recursiva. Ou seja,

$$\mathcal{P}_N(M, \omega, \kappa) = \int d^2 z_N \omega e^{-\omega A_1} \mathcal{P}_{N-1}(M', \omega, \kappa). \quad (5.48)$$

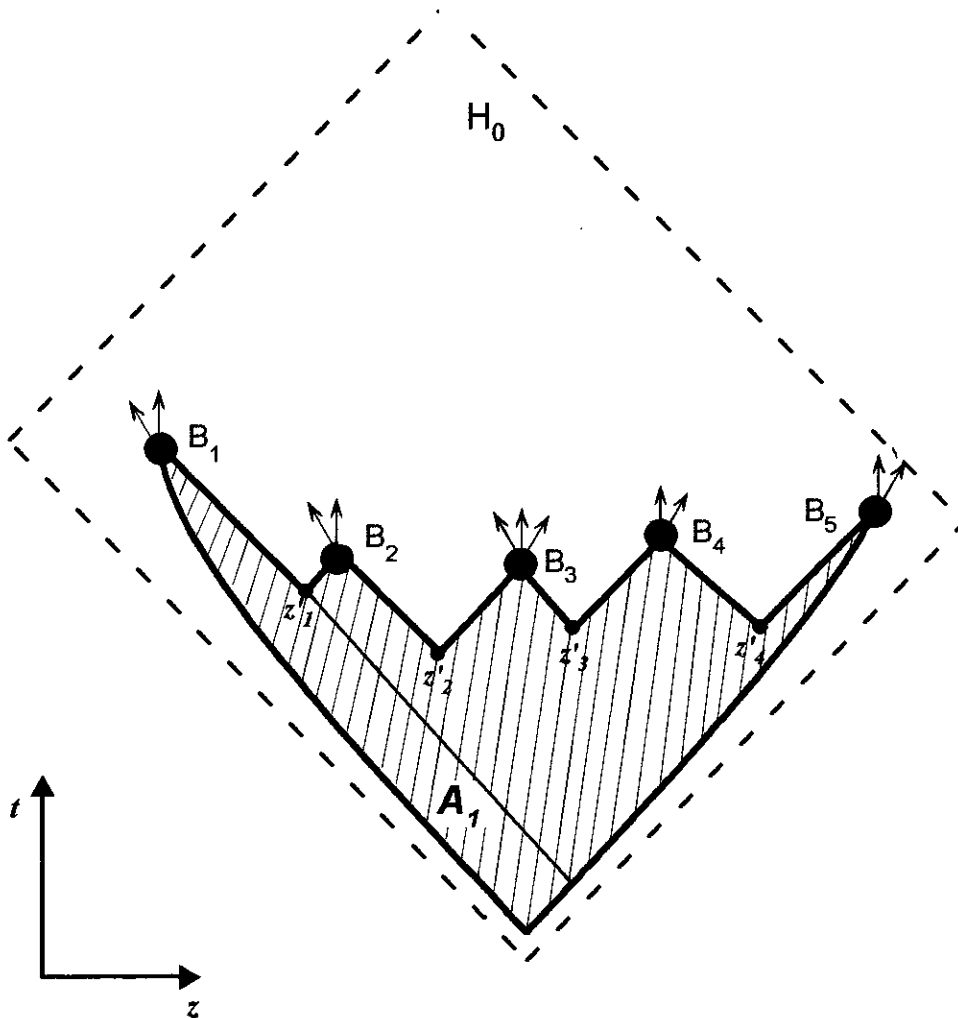


Figura 5.8: Formação das bolas de fogo. Os pontos z' definem as posições de quebra e quando os dois extremos de um sub-tubo coincidem num ponto do diagrama $z - t$, uma bola de fogo é formada. Para o cálculo da probabilidade de quebra, integramos na área H_0 .

Utilizando as variáveis de cone de luz, $u = \frac{\kappa}{M}(z + t)$ e $v = \frac{\kappa}{M}(t - z)$, podemos mudar de variáveis na Eq.(5.48) e descobrir que \mathcal{P}_N depende apenas da razão $\rho = (\omega M^2)/(2\kappa^2)$. Depois de alguns cálculos ficamos com [15],

$$\mathcal{P}_N(\rho) = e^{-\rho} \int_0^\rho dt \frac{e^t}{t} \int_0^t ds \mathcal{P}_{N-1}(s). \quad (5.49)$$

A equação recursiva acima pode ser resolvida se partirmos de,

$$\mathcal{P}_0(\rho) = e^{-\rho}. \quad (5.50)$$

Logo, para $N = 1$, teremos

$$\mathcal{P}_1(\rho) = e^{-\rho} \int_0^\rho dt \frac{e^t}{t} (1 - e^{-t}) = e^{-\rho} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r r!} \rho^r. \quad (5.51)$$

Para calcular todas as funções de distribuição de probabilidade de quebra, \mathcal{P}_N , basta continuar com o cálculo das integrais de \mathcal{P}_{N-1} [15]. Isto significa que para um determinado valor de ρ , teremos as diversas probabilidades de que ocorra 1, 2, \dots ou N quebras no tubo.

No limite de altas energias, $\rho \gg 1$ e \mathcal{P}_N aproxima-se assintoticamente de

$$\mathcal{P}_N(\rho) \rightarrow \frac{1}{\rho} \frac{\ln(\rho)^{N-1}}{(N-1)!}. \quad (5.52)$$

Ou seja, no limite de altas energias, a distribuição de multiplicidade das bolas de fogo, tende simplesmente a uma distribuição de Poisson.

Até aqui, utilizamos a hipótese de ω ser a mesma constante em todos os pontos do tubo de fogo. Todavia, isto não é muito adequado quando se trata de regiões próximas aos extremos do tubo. Veremos na sub-seção seguinte, como será obtida a densidade de probabilidade de quebra para as bolas de fogo situadas nas pontas do tubo de fogo.

5.2.2 Probabilidade de Quebra nos Extremos

Em nosso modelo, os hádrons participantes da colisão sempre permanecem nos extremos do tubo de fogo. Isto nos leva a definir para as pontas, um mecanismo de quebra diferente do que o utilizado para os demais pontos do tubo. No caso da colisão próton-próton, se fixarmos a probabilidade de fragmentação como sendo constante, as bolas de fogo situadas nas pontas ficarão com massas superestimadas. Com isso, os espectros de partículas *liderante*, certamente não representarão os dados experimentais, já que estes estão particularmente associados as bolas de fogo das pontas. Sendo assim, ao invés de utilizarmos para as pontas, a densidade de probabilidade descrita pela Eq.(5.45), admitimos que as extremidades do tubo de fogo, desgrudam-se dele em pontos do espaço-tempo distribuídos de acordo com [102],

$$\frac{d^2 P_i}{dz dt} = 2\delta \left[(z \mp z_0)^2 - (t - t_0)^2 - \left(\frac{m_i}{\kappa} \right)^2 \right], \quad (5.53)$$

onde o argumento da distribuição delta representa as trajetórias hiperbólicas, descritas pela Eq.(5.29), das pontas do tubo. Note que, $z_0 = t_0 = \sqrt{s}/2\kappa$. O fato da distribuição acima não seguir o mesmo mecanismo que adotamos para as demais rupturas que ocorrem no interior da *string*, não é surpresa alguma, pois a estrutura complexa carregada pelas pontas, certamente deve influenciar a quebra nos pontos finais do tubo.

Logo, a distribuição no tempo, dos pontos de quebra das extremidades, ao longo das respectivas trajetórias, será escrita como

$$\frac{dP_i}{dt} = \frac{1}{\sqrt{(t - t_0)^2 + (m_i/\kappa)^2}}, \quad (5.54)$$

e a densidade de probabilidade da quebra ocorrer num instante de tempo t , será dada por

$$\mathcal{P}_i(t) = \frac{dP_i}{dt} \exp \left\{ - \int_{t_c}^t \frac{dP_i}{dt'} dt' \right\} = \frac{t_c - t_0 + \vartheta_i(t_c)}{t - t_0 + \vartheta_i(t)} \frac{1}{\vartheta_i(t)}, \quad (5.55)$$

onde, $\vartheta_i(t) = \sqrt{(t - t_0 + (m_i/\kappa)^2)}$ e $t_c = t_0 - \sqrt{z_0^2 - (m_i/\kappa)^2}$ é o tempo de colisão, determinado com a ajuda da Eq.(5.29) no instante em que os dois ramos da hipérbole coincidem.

Em colisões à altas energias, $\sqrt{s} \gg m_i$ e assim, $\mathcal{P}_i(t) \simeq 1/t_0$. Ou seja, a densidade de probabilidade é uma constante para $0 < t < t_0$. Como os momenta das partículas que estão nas pontas são relacionados linearmente com o tempo, a probabilidade acima, $\mathcal{P}_i(t)$, faz com que os espectros em momento longitudinal dos hádrons emitidos dos extremos do tubo sejam homogêneos.

5.2.3 Distribuições de Massa e Rapidez

Uma vez conhecida a distribuição \mathcal{P}_N , podemos calcular a distribuição em massa e rapidez das bolas de fogo. Esta distribuição, definida como $d^2\mathcal{B}/dm_{bf} dy_{bf}$, é obtida através da probabilidade de que dois pontos de quebra adjacentes (z, t) e (z', t') satisfaçam as seguintes equações:

$$\kappa^2 \left[(z - z')^2 - (t - t')^2 \right] = m_{bf}^2, \quad (5.56)$$

e

$$\tanh y_{bf} = \frac{t - t'}{z - z'}, \quad (5.57)$$

onde m_{bf} é a massa e y_{bf} a rapidez das bolas de fogo.

As distribuições são as seguintes [15]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\mathcal{B}}{d\bar{m} dy_{bf}} = & 2\bar{m} \left[E_1(z) - E_1(\bar{m}^2 e^{y_{\max} - y_{bf}}) - E_1(\bar{m}^2 e^{y_{\max} + y_{bf}}) + E_1(\bar{m}^2) \right] \times \\ & \times \Theta(y_{\max}^2 - y_{bf}^2) \end{aligned} \quad (5.58)$$

em que, a quantidade adimensional $\bar{m} = m_{bf} \sqrt{\omega/2\kappa^2}$, $y_{\max} = \ln(M/m_{bf})$ e $E_1(x)$ é a função exponencial integral.

5.3 Decaimento das Bolas de Fogo

5.3.1 Expansão Longitudinal

A última etapa do desenvolvimento de nosso modelo para as colisões hadrônicas é uma etapa de hadronização. As bolas de fogo formadas pela fragmentação do tubo, apresentada na seção anterior, sofrem decaimento térmico emitindo os hádrons finais. Os vários espectros de mésons e bárions são calculados a partir deste decaimento. Assumimos que para este decaimento ocorrer é necessário que a massa resultante dos sub-tubos seja maior do que uma certa massa limiar (m_{lim}). Escolhemos $m_{\text{lim}} = 1$ GeV. Talvez os sub-tubos, cujas massas são menores do que m_{lim} , estejam associados aos fótons emitidos na colisão ou até mesmo a partículas menos massivas do que as tratadas aqui.

Entretanto, antes de decaírem em hádrons observáveis, as bolas de fogo sofrem uma expansão longitudinal em que parte de sua energia de colapso transforma-se em energia cinética. Com isso, a bola de fogo aumenta o seu comprimento tornando o seu decaimento não-isotrópico.

A fim de considerar esta expansão, adotamos um mecanismo comumente utilizado em diversos modelos hidrodinâmicos. Vamos supor que a distribuição de rapidez do elemento de fluido, contido na bola de fogo, possa ser representado aproximadamente por uma distribuição gaussiana [103]. Ou seja,

$$F(\bar{y}) \propto \exp \left\{ -\frac{1}{2\alpha\bar{y}^2} \right\} \quad (5.59)$$

que pode ser aproximada por,

$$F(\bar{y}) = \frac{1}{2K_0(\alpha)} \exp \{-\alpha \cosh(\bar{y})\}, \quad (5.60)$$

onde \bar{y} é a rapidez do elemento de fluido e K_0 a função de Bessel. A quantidade α determina a energia longitudinal do elemento de fluido da bola de fogo e é dada por:

$$\alpha = \frac{2}{\log \frac{m_{bf}}{m_0}}, \quad (5.61)$$

em que m_0 é uma escala de massa para a expansão longitudinal. Para bolas de fogo que possuem a mesma massa e diferentes comprimentos, esperamos que o valor de α aumente com o comprimento longitudinal da bola de fogo, já que neste caso a expansão é maior. A fim de incorporar este efeito, vamos introduzir um parâmetro de entrada chamado de α_0 e que é dado por,

$$\alpha_0 = \frac{L_0}{R}, \quad (5.62)$$

onde $R = \sqrt{S/\pi}$. Isto significa que α_0 cumpre o papel de um fator de escala e que L_0 é o comprimento longitudinal padrão que define o início da expansão. Definimos L_0 como, $L_0 = m_0/\kappa$. Sendo assim, teremos

$$m_0 = \kappa R \alpha_0. \quad (5.63)$$

Como R e κ são conhecidos, o valor de m_0 e, conseqüentemente, α são determinados a partir de α_0 .

5.3.2 Decaimento Térmico

Por outro lado, consideramos que as bolas de fogo têm as características fundamentais de um objeto estatístico. Então o seu decaimento é determinado de forma única

por sua massa. Conseqüentemente, utilizamos um modelo térmico simples e os espectros hadrônicos podem ser descritos por,

$$\frac{1}{\sigma_\pi} \frac{d^3\sigma_\pi}{dp^3} = \frac{Z_\pi}{\pi} \exp\left\{-\frac{E}{T(m_{bf})}\right\} = \frac{Z_\pi}{\pi} \exp\left\{-\frac{E_t \cosh(y)}{T(m_{bf})}\right\} \quad (5.64)$$

$$\frac{1}{\sigma_K} \frac{d^3\sigma_K}{dp^3} = \frac{Z_K}{\pi} \exp\left\{-\frac{E}{T(m_{bf})}\right\} = \frac{Z_K}{\pi} \exp\left\{-\frac{E_t \cosh(y)}{T(m_{bf})}\right\} \quad (5.65)$$

$$\frac{1}{\sigma_D} \frac{d^3\sigma_D}{dp^3} = \frac{Z_D}{\pi} \exp\left\{-\frac{E}{T(m_{bf})}\right\} = \frac{Z_D}{\pi} \exp\left\{-\frac{E_t \cosh(y)}{T(m_{bf})}\right\} \quad (5.66)$$

onde, $\sigma_{\pi,K,D}$ são as seções de choque de produção de píons, káons e D 's respectivamente. As quantidades $Z_{\pi,K,D}$ são constantes de normalização, p o momento e E a energia dos hádrons emitidos. A *temperatura* $T(m_{bf})$ determina o decaimento exponencial dos espectros referentes a quantidades transversais. Entretanto, não corresponde a temperatura real da bola de fogo no instante em que ela transforma-se em hádrons. Além disso, $T(m_{bf})$ pode estar associada a efeitos não-térmicos, como por exemplo a expansão transversal da bola de fogo ou mesmo efeitos de não-equilíbrio. Parametrizamos $T(m_{bf})$, como função da massa m_{bf} , usando a relação:

$$T(m_{bf}) = \frac{T'}{1 - T'\epsilon}, \quad (5.67)$$

onde,

$$\epsilon = \frac{1, 2(m_{bf}^\lambda - m_{\text{lim}})}{m_{bf}^\lambda + \sqrt{m_{bf}^{2\lambda} - 2, 24m_{\text{lim}}^\lambda - (m_{bf}^\lambda - m_{\text{lim}}^\lambda)}}. \quad (5.68)$$

Tal parametrização visa simular uma lei de potência para o momento transversal em função da massa da bola de fogo. Consideramos λ como parâmetro ajustável, exatamente como na Ref.[16].

Para obter os espectros finais dos hádrons, levamos em conta tanto a expansão longitudinal quanto o decaimento térmico das bolas de fogo. Dessa forma, tais espectros resultam de uma convolução entre o movimento coletivo dos elementos do fluido, dado pela Eq.(5.60), e o decaimento térmico. Com isso, o espectro dos mésons charmosos fica:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_D} \frac{d^3\sigma_D}{dp^3} &= \frac{Z_D}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\bar{y} \frac{1}{2K_0(\alpha)} \exp\{-\alpha \cosh(\bar{y})\} \exp\left\{-\frac{E_t \cosh(y)}{T(m_{bf})}\right\} \\ &= \frac{Z_D}{K_0(\alpha)} K_0 \left(\sqrt{\alpha^2 + 2 \left(\frac{E_t}{T}\right) \alpha \cosh(y) + \left(\frac{E_t}{T}\right)^2} \right). \end{aligned} \quad (5.69)$$

Para píons, káons e bárions, teremos distribuições análogas a estas.

Note que, Z_π , Z_k e Z_D são as únicas quantidades ainda não determinadas pelo modelo. Porém, com ajuda da conservação de energia teremos,

$$\begin{aligned} m_{bf} &= \int d^3\vec{p} \frac{E}{\sigma_\pi} \frac{d^3\sigma_\pi}{dp^3} + \int d^3\vec{p} \frac{E}{\sigma_k} \frac{d^3\sigma_k}{dp^3} \\ &= 4 \frac{K_1(\alpha)}{K_0(\alpha)} [Z_\pi m_\pi^2 T K_2(m_\pi/T) + Z_k m_k^2 T K_2(m_k/T)]. \end{aligned} \quad (5.70)$$

Podemos, também, encontrar a multiplicidade média de cada um dos hádrons que são emitidos, usando

$$N_h = \int d^3\vec{p} \frac{1}{\sigma_h} \frac{d^3\sigma_h}{dp^3} = 4 Z_h m_h T K_1(m_h/T) \quad (5.71)$$

onde $h = \pi, k$ e D . Continuando, lembramos que o número médio de káons e de mésons D são dados pelo mecanismo de Schwinger e por isso os valores de N_k e N_D podem ser calculados se usarmos a Eq.(5.42). Para isso, vamos supor que a produção de hádrons de quark s ou c esteja distribuída entre as bolas de fogo de acordo com uma probabilidade

diretamente proporcional as suas massas. Então, o número de káons e D^s emitidos por uma bola de fogo de massa m_{bf} , é

$$N_k = (N_s)_{tf} \times \frac{m_{bf}}{\sum m_{bf}} \quad e \quad N_D = (N_c)_{tf} \times \frac{m_{bf}}{\sum m_{bf}}, \quad (5.72)$$

onde, $\sum m_{bf}$ é uma soma sobre as massas de todas as bolas de fogo. Usando então, a Eq.(5.71) obtemos Z_k e Z_D . Em conseqüência, a multiplicidade de píons em conjunto com sua constante de normalização sai das Eq^s (5.70) e (5.71).

Em suma, a normalização dos espectros dos hádrõs emitidos de uma bola de fogo de massa m_{bf} é calculada a partir da conservação de energia, levando-se em conta a produção de Schwinger dos quarks s e c .

Note que, em [15] ou [16], a produção de partículas não era baseada no mecanismo de Schwinger e o número médio de káons e de píons e suas respectivas constantes de normalização eram determinados por um *ansatz* que continha dois parâmetros arbitrários. Assim, a razão K/π , para uma determinada energia, era praticamente um dado de entrada do modelo, enquanto que aqui, tal razão está diretamente vinculada aos processos físicos envolvidos numa colisão hadrônica.

Integrando a Eq.(5.69), calculamos as distribuições em rapidez (y), momento transverso (p_t) e longitudinal (x_F) dos hádrõs emitidos por uma bola de fogo, ou seja

$$\left(\frac{dN}{dy}\right)_D = \int dp_t^2 \frac{dN_D}{dy dp_t^2}, \quad (5.73)$$

$$\left(\frac{dN}{dp_t^2}\right)_D = \int dy \frac{dN_D}{dy dp_t^2}, \quad (5.74)$$

$$\left(\frac{dN}{dx_F}\right)_D = \int dp_t^2 \frac{dN_D}{dx_F dp_t^2}. \quad (5.75)$$

Para píons, káons e bárions teremos distribuições análogas a estas.

Finalmente, os espectros dos hádrons produzidos são obtidos depois de integrarmos as equações acima que, representam o decaimento de uma bola de fogo apenas, em conjunto com a Eq.(5.58), que fornece a probabilidade de ocorrer uma bola de fogo de massa m_{bf} e rapidez y_{bf} [104], ou seja

$$\begin{aligned} \frac{dN_D}{dy} &= \int_{m_{\text{lim}}}^{\text{max}} dm \int_{-y_{\text{max}}}^{y_{\text{max}}} dy_{bf} \left(\frac{dN}{dy} \right)_D \frac{d^2 \mathcal{B}}{dm dy_{bf}}, \\ \frac{dN_D}{dp_t^2} &= \int_{m_{\text{lim}}}^{\text{max}} dm \int_{-y_{\text{max}}}^{y_{\text{max}}} dy_{bf} \left(\frac{dN}{dp_t^2} \right)_D \frac{d^2 \mathcal{B}}{dm dy_{bf}} \\ &e \\ \frac{dN_D}{dx_F} &= \int_{m_{\text{lim}}}^{\text{max}} dm \int_{-y_{\text{max}}}^{y_{\text{max}}} dy_{bf} \left(\frac{dN}{dx_F} \right)_D \frac{d^2 \mathcal{B}}{dm dy_{bf}}. \end{aligned} \quad (5.76)$$

O resultado destas distribuições serão mostradas no capítulo seguinte, onde apresentaremos vários resultados deste modelo e as respectivas comparações com os dados experimentais disponíveis.

CAPÍTULO 6

Resultados e Discussões

Neste capítulo, apresentaremos os resultados do modelo do tubo de fogo para produção de partículas charmosas em colisões hadrônicas, comparando tais resultados com os dados experimentais que apresentamos no Cap.(3). Também mostraremos alguns resultados referentes a produção de hádrons leves, revelando com isso, que o modelo de tubo de fogo possui aspectos globais que relacionam a produção de hádrons em colisões relativísticas. Para obter nossos resultados, utilizamos sempre o mesmo conjunto de parâmetros, cujos valores e significados físicos, encontram-se na Tab.(6.1).

Tab. 6.1 - Parâmetros do Tubo de Fogo

Parâmetro	Significado Físico	Eq.	Valor
\mathcal{S}	Área transversa do tubo	(5.1)	1,5fm ²
ν	Relaciona o n ^o médio de glúons trocados	(5.71)	1,5
α_0	Escala de massa da expansão longitudinal	(5.61)	0.05
T', λ	Parâmetros da dependência em massa da temperatura	(5.67)	85 MeV, 3
m_{lim}	Limite inf. de massa para a bola de fogo	(5.68)	1GeV

Vale lembrar que além destes parâmetros, ainda utilizamos $\kappa_0 = 1,0 \text{ GeV/fm}$, como discutido no capítulo anterior, e as massas dos quarks, dadas em (5.36), quantidades comuns em vários outros modelos fenomenológicos.

6.1 Colisão Próton-Próton

6.1.1 Correlação entre sentidos opostos

Em primeiro lugar, apresentaremos um resultado do modelo de tubo de fogo que contem um significado geral com relação as principais características de produção múltipla de partículas empregadas. Calculamos a correlação entre as partículas carregadas que possuem rapidez positiva e rapidez negativa, para várias energias. As correlações de rapidez de partículas carregadas para $\sqrt{s} = 63$ a 900 GeV foram investigadas na Ref.[105].

Definimos como partículas *para frente* aquelas que possuem rapidez positiva no centro de massa, e como partículas *para trás*, as de rapidez negativa. Na Fig.(6.1) representamos por pontos abertos o resultado de nosso modelo para a multiplicidade média de partículas *para frente*, $\langle n_f \rangle$ em função da multiplicidade de partículas *para trás*, n_t , nas energias de $\sqrt{s} = 24, 45$ e 63 GeV em comparação com os resultados experimentais (pontos sólidos) obtidos na Ref.[106]. Os resultados são compatíveis com os dados experimentais significando que a formação das bolas de fogo e suas respectivas distribuições em massa e rapidez fornecem resultados consistentes com este aspecto geral das colisões relativísticas.

Como eventos com n_t alto — aproximadamente maior que 12 para 24 GeV , 15 para 45 GeV e 17 para 63 GeV — são raros, as flutuações em $\langle n_f \rangle$ serão grandes. É por isso que, nesta faixa de n_t , como podemos ver na Fig.(6.1), aparecem fortes oscilações, o que

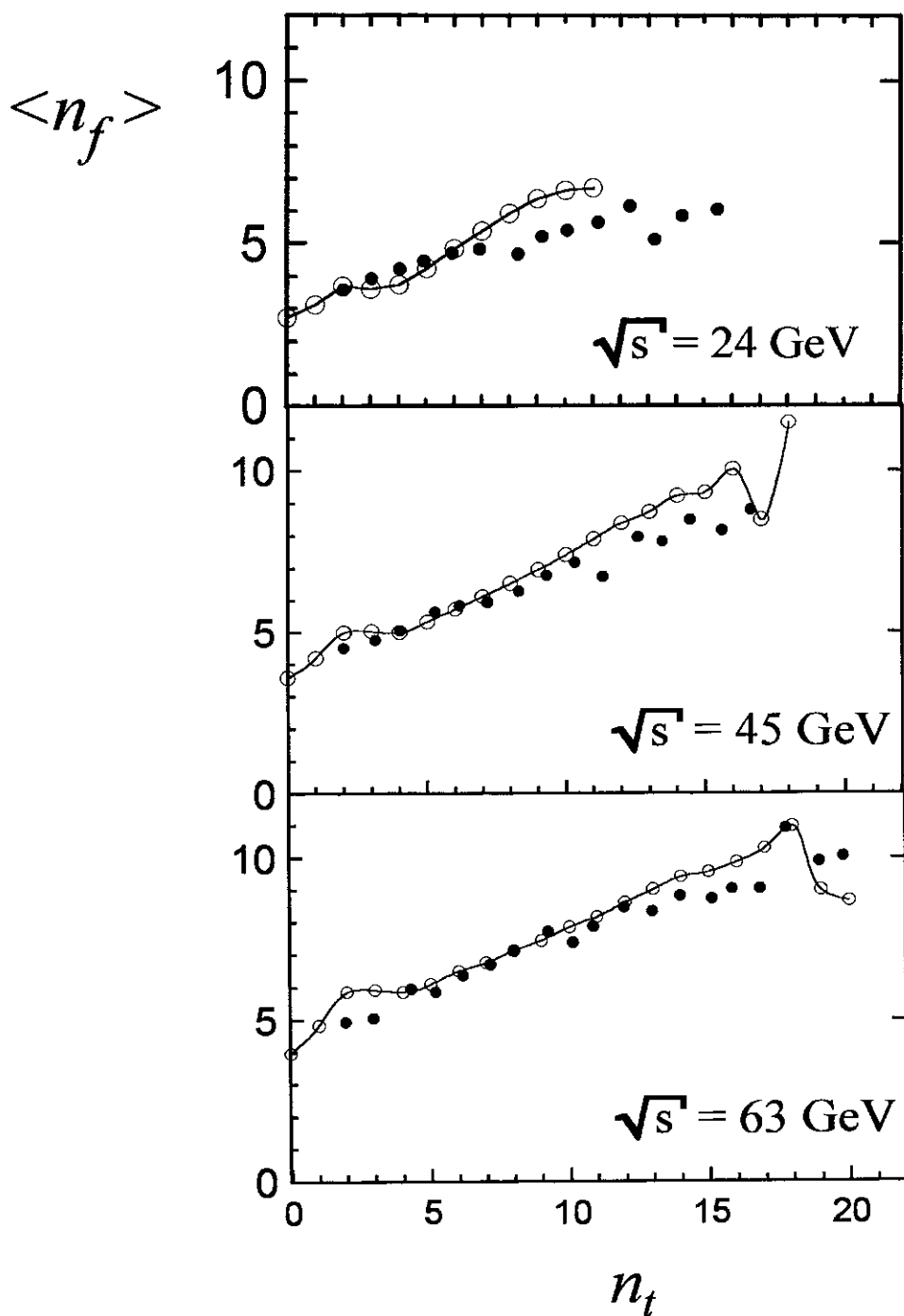


Figura 6.1: Correlação entre partículas de sentidos opostos para $\sqrt{s} = 24, 45$ e 63 GeV. Os pontos escuros foram obtidos em [106] e os pontos abertos, ligados por uma curva, representam o resultado do tubo de fogo.

na verdade não representa nenhum fenômeno diretamente físico.

6.1.2 Produção de Hádrons Leves

No capítulo anterior calculamos, a partir do modelo de tubo de fogo, os espectros de produção de partículas em função de variáveis tanto relacionadas com o momento longitudinal quanto transversal, Eq.(5.77). Entretanto, em nenhuma das equações apresentadas há qualquer distinção entre diferentes estados de carga. Como alguns dados experimentais referem-se a partículas carregadas e outros a partículas neutras, vamos fazer algumas suposições a fim de comparar nossos resultados com os experimentos.

Assumimos que as bolas de fogo que não possuem nem o hádron incidente nem o do alvo — bolas de fogo centrais — tenham carga total nula. Assim, para estas bolas de fogo, cada estado de carga tem a mesma probabilidade de ser gerado, ou seja

$$N_{\pi^{\pm}} = N_{\pi^0} = \frac{1}{3}N_{\pi}$$

$$N_{k^{\pm}} = N_{k^0} = N_{\bar{k}^0} = \frac{1}{4}N_k. \quad (6.1)$$

Na Fig.(6.2) mostramos o resultado de nosso modelo (curva sólida) para a distribuição em rapidez de partículas carregadas (píons, praticamente) em colisões $p-p$ para $\sqrt{s} = 20\text{GeV}$ e $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$. Em conjunto, apresentamos os dados experimentais obtidos nas referências [107] e [108]. Vemos que os cálculos do modelo, para ambas as energias, estão de acordo tais experimentos.

É freqüente encontrar disponíveis os dados experimentais em função da pseudo-rapidez, η . Para converter os espectros de rapidez em espectros de pseudo-rapidez,

usamos a fórmula [112]

$$\frac{dN}{d\eta} = \left[1 - \frac{m^2}{\langle E_t^2 \rangle \cosh y^2} \right]^{1/2} \frac{dN}{dy} \quad (6.2)$$

com,

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{\cosh y \left[1 - \frac{m^2}{\langle E_t^2 \rangle \cosh y^2} \right]^{1/2} + \sinh y}{\cosh y \left[1 - \frac{m^2}{\langle E_t^2 \rangle \cosh y^2} \right]^{1/2} - \sinh y} \right\} \quad (6.3)$$

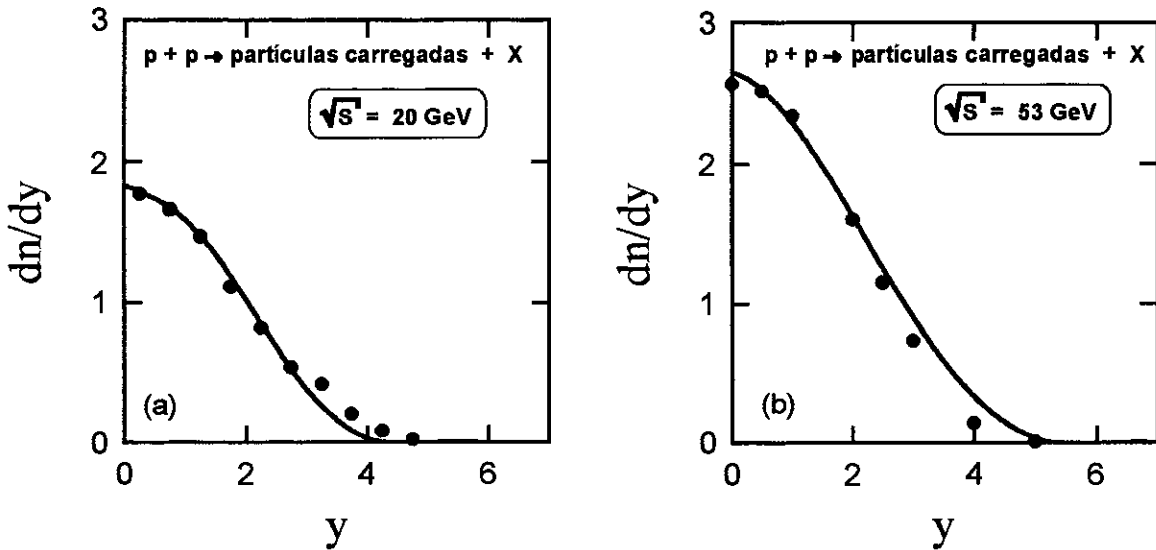


Figura 6.2: Distribuição em rapidez de partículas carregadas para: (a) $\sqrt{s} = 20\text{GeV}$ e (b) $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$. A curva sólida é o resultado do modelo de tubo de fogo e os pontos são dados experimentais [107, 108].

Na Fig.(6.3) apresentamos nossos resultados (curva sólida) para a distribuição em η de partículas negativas para $\sqrt{s} = 30\text{GeV}$ e $\sqrt{s} = 44\text{GeV}$. Os dados foram obtidos em [109]. Para colisões a energias mais altas ($> 55 \sim 60\text{GeV}$) as distribuições em pseudo-rapidez ficam abaixo dos dados experimentais. Na verdade, este resultado já era esperado, pois, nesta faixa de energia processos que envolvem alto Q^2 devem estar presentes tornando relevante a utilização explícita de fenômenos perturbativos.

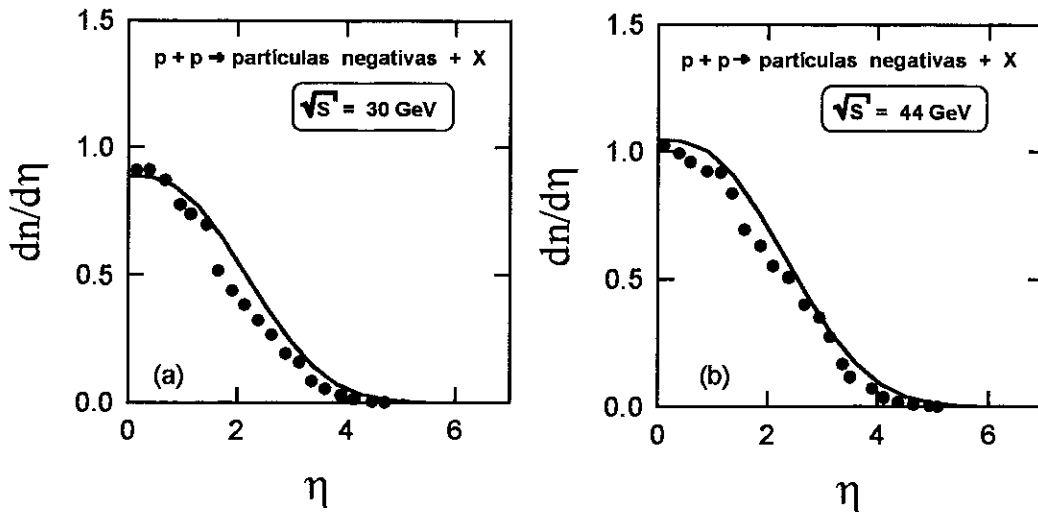


Figura 6.3: Distribuição em pseudo-rapidez de partículas negativas para: (a) $\sqrt{s} = 30\text{ GeV}$ e (b) $\sqrt{s} = 44\text{ GeV}$. A curva sólida representa o modelo de tubo de fogo e os pontos são dados experimentais [109].

Note que o sucesso do acordo das distribuições em rapidez e pseudo-rapidez com os dados experimentais revela que as características que utilizamos de fragmentação do tubo e a expansão longitudinal da bola de fogo são apropriadas na descrição das colisões hadrônicas [16].

Na Fig.(6.4) mostramos as distribuições em momento transverso de píons que resultam do modelo de tubo de fogo para várias energias. Nesta figura os pontos representam os dados experimentais obtidos em [110].

As partículas estranhas também são emitidas das bolas de fogo seguindo o decaimento térmico depois de sua expansão longitudinal. Nesse caso, como discutido na Sec.(5.1.4), é o mecanismo de Schwinger que determina o número total de partículas estranhas produzidas numa colisão. O espectro em x_F de káons neutros (curva sólida) produzidos numa colisão $p-p$ para $p_{\text{lab}} = 205\text{ GeV}/c$ é apresentado na Fig.(6.5). Vemos que o cálculo é compatível com os dados experimentais [111].

Para calcular a distribuição de bárions estranhos numa colisão $p-p$, admitimos que

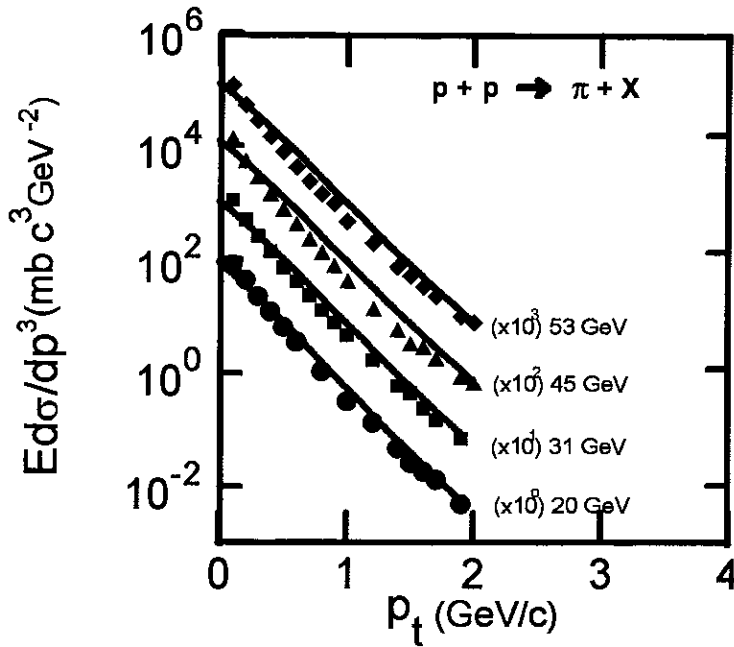


Figura 6.4: Distribuição em p_t de pions para $\sqrt{s} = 20, 31, 45$ e 53 GeV. As curvas representam o modelo de tubo de fogo e os pontos são dados experimentais [110].

eles sejam provenientes dos extremos do tubo de fogo. O fato é que os extremos correspondem originalmente aos prótons incidentes e, por isso, através da troca de um quark de valência deste próton com um quark- s , criado a partir do mecanismo de Schwinger, teremos gerado um bárion estranho *liderante*. Esta troca se dá quando os extremos separam-se do tubo de fogo (veja Sec.(5.2.2)). Como existe uma probabilidade de produção de um par- $s\bar{s}$ no ponto de quebra, o quark- s ou o \bar{s} pode localizar-se no extremo do tubo fazendo com que o próton incidente transforme-se num bárion Σ ou Λ . Sendo assim, a probabilidade de termos uma partícula *liderante* estranha pode ser estimada por

$$P_s = \frac{\mathcal{R}_s}{\sum_q \mathcal{R}_q} \quad (6.4)$$

Na Fig.(6.5) a curva tracejada representa a distribuição em x_F de Λ'^s calculada em nosso modelo, enquanto que os quadrados abertos são dados experimentais obtidos na Ref.[111].

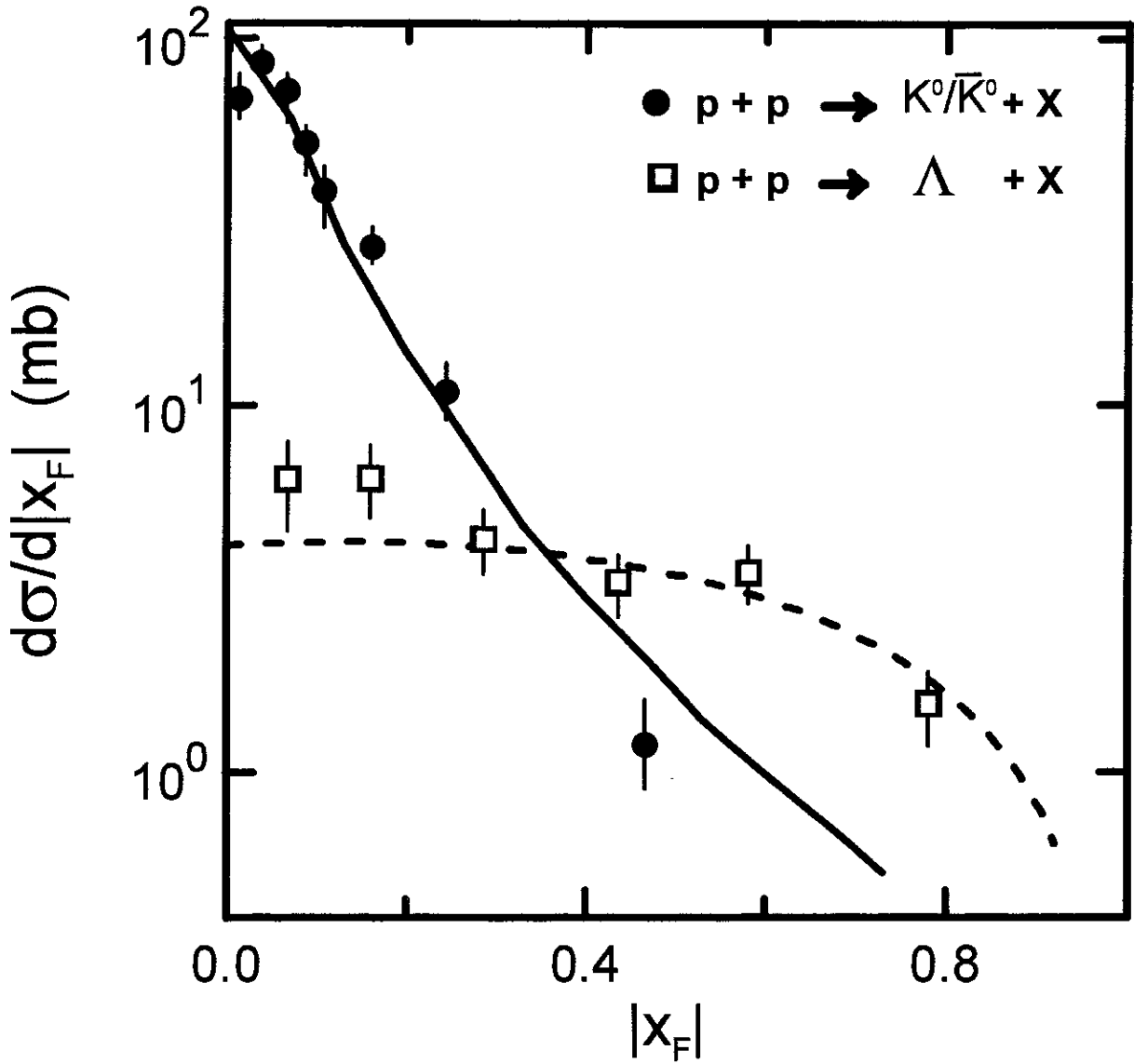


Figura 6.5: Distribuição em x_F de káons neutros e lambdas a $p_{\text{lab}} = 205\text{GeV}/c$. A curva sólida e a tracejada representam, respectivamente, o cálculo de nosso modelo para a produção de mésons K^0/\bar{K}^0 e bárions Λ . Os dados experimentais foram obtidos na Ref.[111]

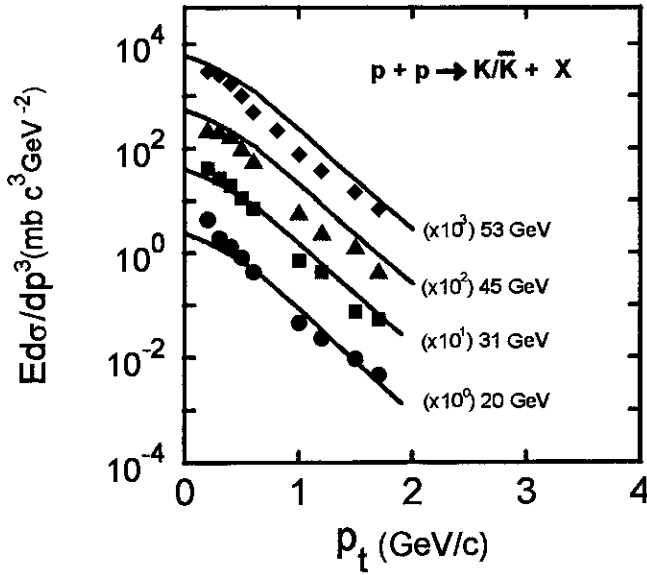


Figura 6.6: Distribuição em p_t de káons para $\sqrt{s} = 20, 31, 45$ e 53 GeV. As curvas sólidas representam o modelo de tubo de fogo e os pontos são os dados experimentais obtidos na Ref.[110].

A previsão do modelo de tubo de fogo, referente a várias energias, para a distribuição em p_t de káons é indicada na Fig.(6.6). Tanto estes espectros quanto os da Fig.(6.4) são, essencialmente, os resultados do decaimento térmico, ou seja, são definidos pela dependência em massa da temperatura [15]. Não podemos esquecer que, por causa da conservação da energia, a forma pela qual a bola de fogo expande, antes de decair, também influencia tais distribuições.

6.1.3 Produção de Charme

Da mesma forma que no caso dos hádrons estranhos, também podemos calcular os espectros de produção de partículas charmosas. Na Fig.(6.7) mostramos a seção de choque diferencial em x_F de mésons charmosos resultante do modelo de tubo de fogo (curva sólida) em comparação com os dados experimentais de produção de mésons D/\bar{D} em colisões $p-p$ a $p_{lab} = 400$ GeV/c [43]. O acordo entre o modelo e os dados é bastante

satisfatório. Note que nossa distribuição em x_F cai mais suavemente do que a previsão da PQCD com a função de fragmentação proveniente dos experimentos de aniquilação e^+e^- . Este fato torna o nosso resultado similar ao resultado do modelo de charme intrínseco, apresentado na Sec.(4.3).

Também aqui, teremos a contribuição dos extremos do tubo de fogo, que por sua vez desempenham o papel de partículas *liderantes*. Quando o hádron incidente se separa do tubo, existe uma probabilidade dele tornar-se um bárion charmoso (Λ_c). Sendo assim, a produção de partículas charmosas *liderantes* pode ser estimada da mesma forma do que os bárions estranhos, ou seja, através da Eq.(6.4). Nosso resultado para o espectro em x_F destes bárions numa colisão $p-p$ com $p_{\text{lab}} = 400\text{GeV}/c$ é indicado pela curva tracejada da Fig.(6.7). Note que este resultado prevê a existência de um efeito de partícula *liderante* bastante significativo.

O resultado da seção de choque diferencial em p_t para a mesma experiência da figura anterior é indicado na Fig.(6.8). Vemos que também neste caso o acordo com os dados experimentais é bom.

Nas Fig.^s(6.9) e (6.10), similares as duas figuras anteriores, apresentamos os resultados calculados para $p_{\text{lab}} = 800\text{GeV}/c$ em comparação com os dados experimentais da Ref.[44].

Para finalizar a apresentação de nossos resultados referentes á produção de charme em colisões $p-p$ calculamos, através da Eq.(5.42), a seção de choque total de partículas charmosas no tubo de fogo para \sqrt{s} entre 20 e 40GeV aproximadamente. Na Fig.(6.11) a linha sólida representa o nosso resultado que, como vemos, cresce linearmente com $\ln \sqrt{s}$. O fato é que a dependência em energia da seção de choque total é proveniente apenas do volume no espaço-tempo ocupado pelo tubo de fogo, veja Eq.(5.42), que por sua vez cresce assintoticamente assim.

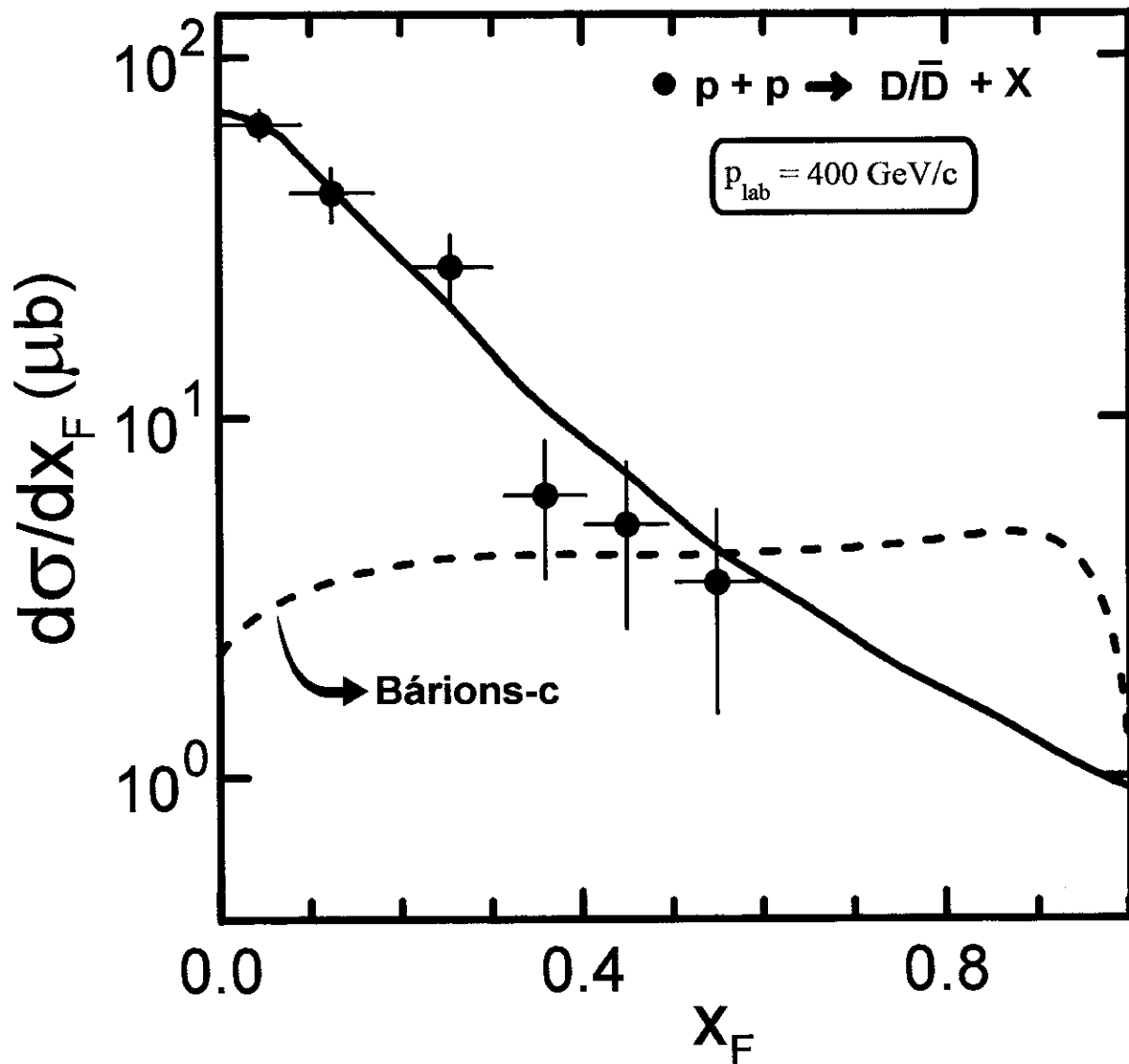


Figura 6.7: Distribuição em x_F de partículas charmosas a $p_{\text{lab}} = 400 \text{ GeV}/c$. A curva sólida e a tracejada representam, respectivamente, o cálculo de nosso modelo para a produção de mésons D/\bar{D} e bárions charmosos. Os dados experimentais foram obtidos na Ref.[43].

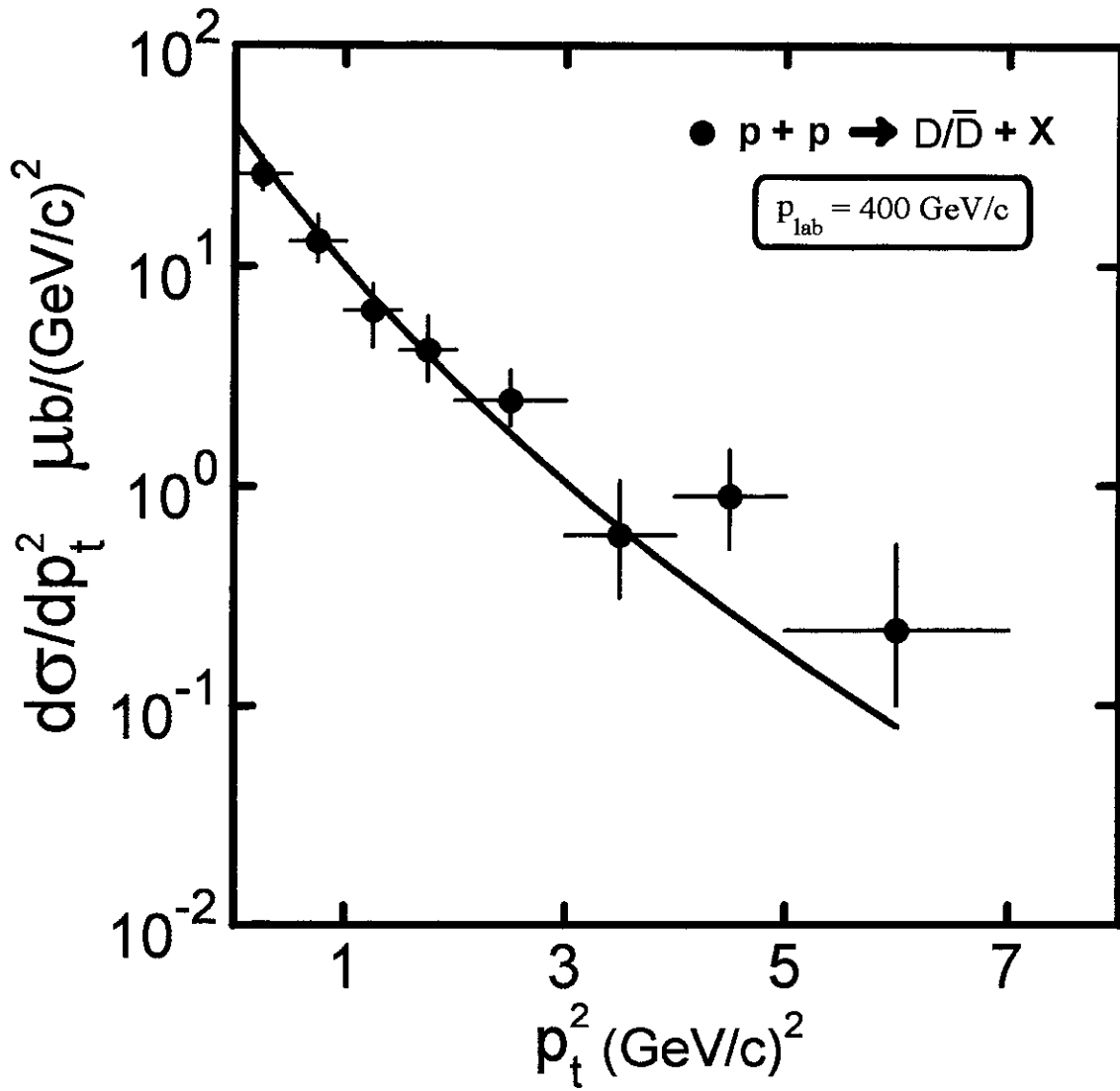


Figura 6.8: Distribuição em p_t de mésons D/\bar{D} a $p_{\text{lab}} = 400\text{GeV}/c$. A curva sólida representa o cálculo de nosso modelo enquanto que os pontos são dados experimentais obtidos em [43].

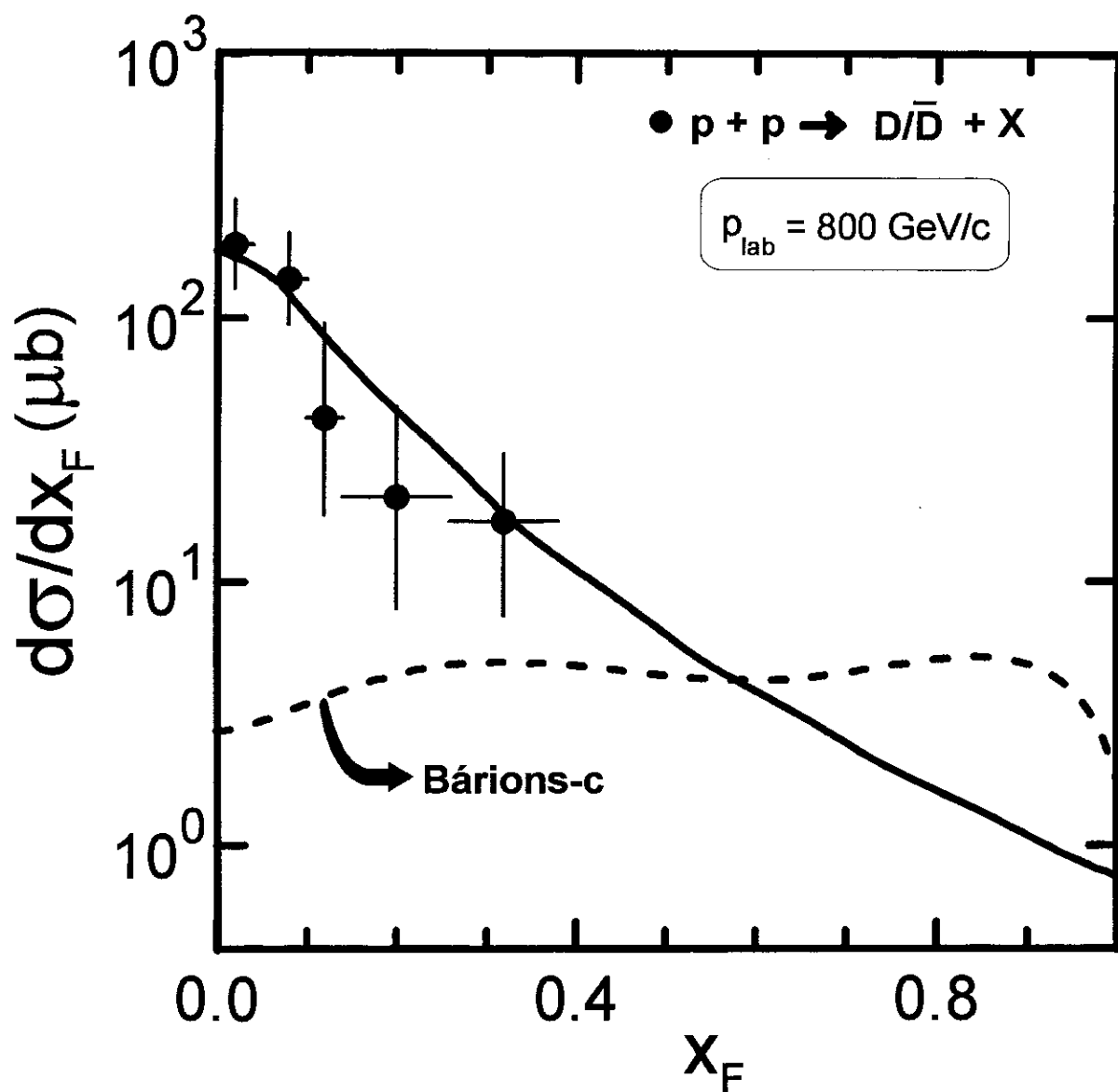


Figura 6.9: Distribuição em x_F de partículas charmosas a $p_{\text{lab}} = 800 \text{ GeV}/c$. A curva sólida e a tracejada representam, respectivamente, o cálculo de nosso modelo para a produção de mésons D/\bar{D} e bárions charmosos. Os dados experimentais foram obtidos na Ref.[44].

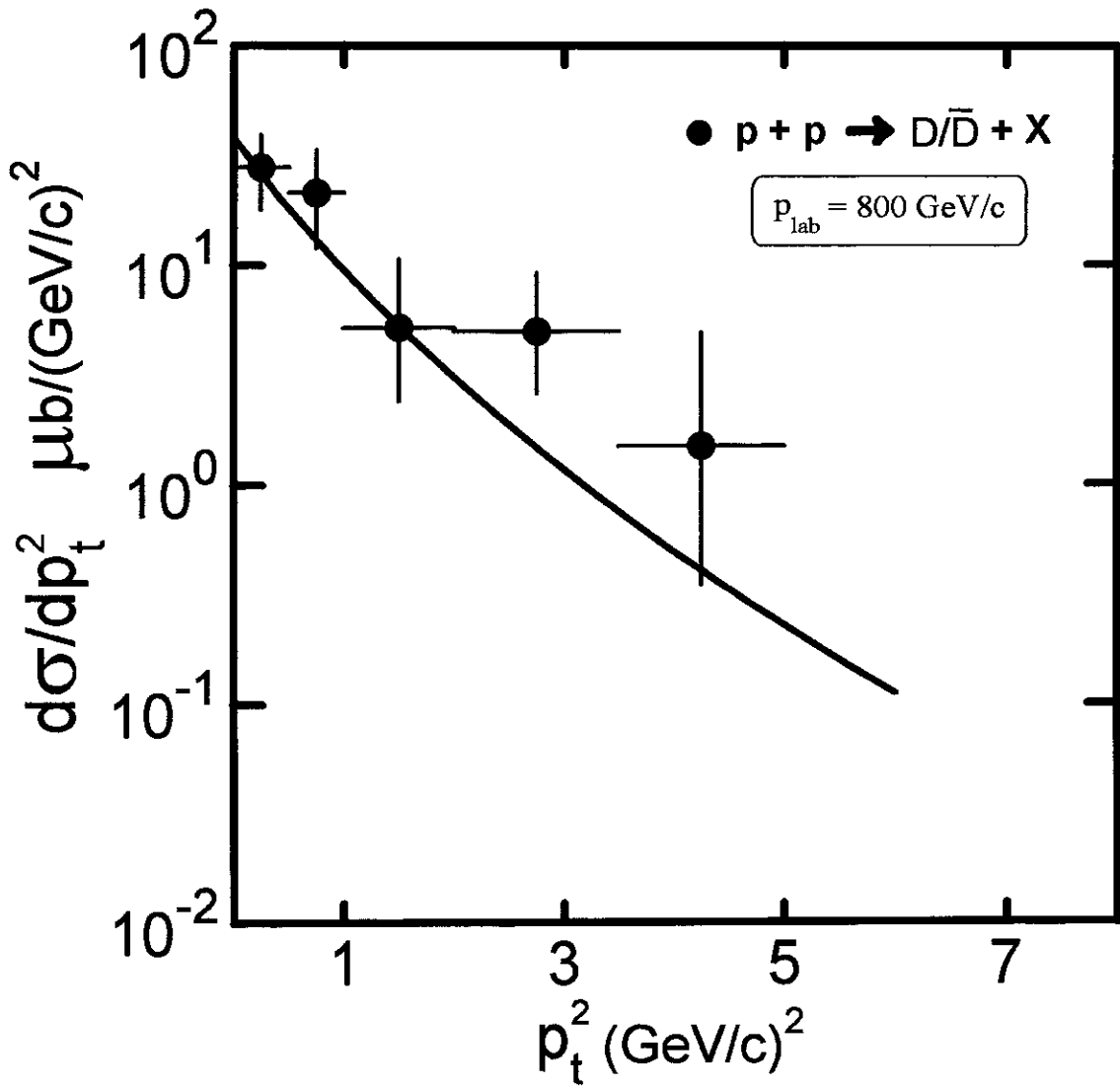


Figura 6.10: Distribuição em p_t de mésons D/\bar{D} a $p_{\text{lab}} = 800\text{GeV}/c$. A curva sólida representa o cálculo de nosso modelo enquanto que os pontos são dados experimentais obtidos em [44].

Há dois tipos de dados experimentais na Fig.(6.11). Os quadrados cheios [43, 44], que referem-se a colisões $p-p$ e os quadrados abertos, referentes a colisões $p-N$ [45, 46]. Estas experiências são as mesmas cujos resultados já foram apresentados e discutidos no Cap.(3). Da Fig.(6.11), vemos que a dependência em energia de nosso modelo é totalmente consistente com os dados experimentais disponíveis. Vale notar que o mesmo conjunto de parâmetros, Tab.(6.1), foi utilizado em todas as energias. Neste modelo, somente a seção de choque total inelástica tem dependência com a energia incidente. Esta dependência, veja a Ref.[16], é dada por,

$$\sigma_{\text{inel}} = 26,55 + 0,577 \log \sqrt{s} + 0,46 (\log \sqrt{s})^2. \quad (6.5)$$

6.2 Colisão Píon-Próton

6.2.1 Produção de Hádrons Leves

É interessante aplicar o modelo de tubo de fogo a outros processos de colisão que sejam diferentes da interação $p-p$. Nosso objetivo é tentar entender se este modelo fenomenológico é capaz de acomodar resultados de diferentes tipos de colisões hadrônicas. Portanto, estendemos nosso modelo para o caso da reação $\pi-p$.

Neste caso, a seção de choque inelástica total é igual a $2/3$ da anterior, ou seja

$$\sigma_{\text{inel},\pi p} = \frac{2}{3} \sigma_{\text{inel},pp} \quad (6.6)$$

O conjunto de parâmetros da Tab.(6.1), utilizado no caso da colisão $p-p$ é mantido, com a exceção do parâmetro da distribuição de Poisson, ν , que ao invés de 1,5 passa a valer 1,8. Esta variação faz simplesmente com que o número médio de glúons trocados numa colisão $\pi-p$ seja 2,16 e não 1,93 como na colisão $p-p$.

A Fig.(6.12) mostra a distribuição em η do modelo de tubo de fogo para a produção inclusiva de partículas carregadas (píons, em sua maioria) numa colisão $\pi-p$ com $p_{\text{lab}} = 250\text{GeV}/c$. A curva sólida refere-se ao cálculo teórico enquanto que os pontos são os dados experimentais [113].

6.2.2 Produção de Charme

Podemos comparar nossos resultados de produção de mésons charmosos numa colisão $\pi-p$ com os dados experimentais obtidos pela colaboração NA27 [48]. Eles mediram a seção de choque diferencial de produção de mésons D na interação π^-p com $\sqrt{s} = 26\text{GeV}$.

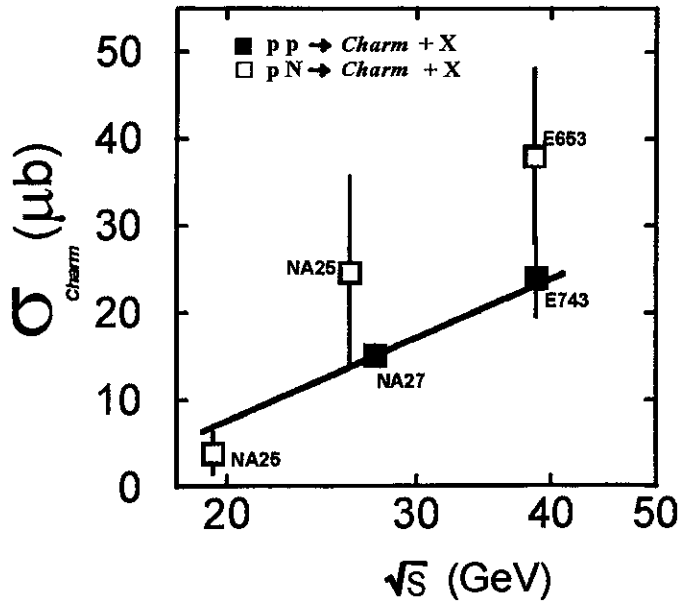


Figura 6.11: Seção de choque total para a produção de charme em colisões $p-p$ como função da energia no centro de massa. A linha sólida é o resultado do modelo de tubo de fogo. Os quadrados cheios são dados experimentais de colisões $p-p$ obtidos pelas colaborações NA27 [43] e E743 [44] enquanto que os quadrados vazios são referentes a colisões próton-nucleon, Ref.[45, 46].

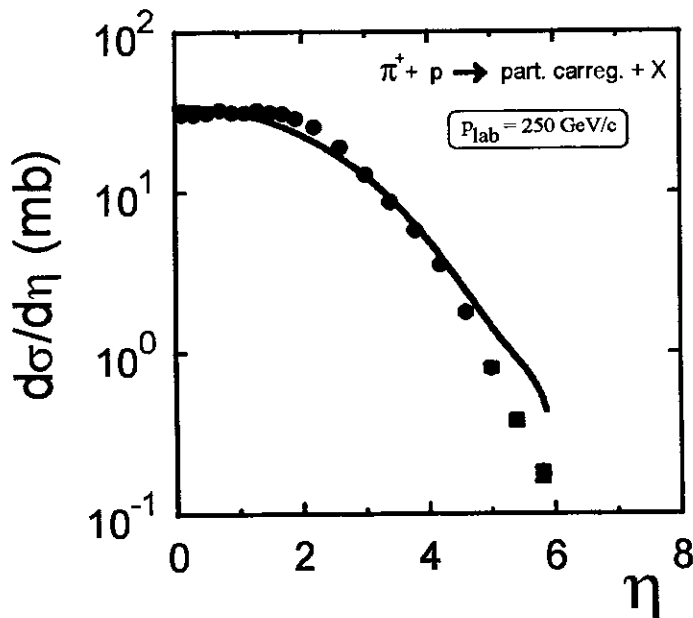


Figura 6.12: Distribuição em Pseudo-rapidez de Partículas Carregadas em Colisões $\pi-p$ a $p_{\text{lab}} = 250 \text{ GeV}$. A curva é o resultado do tubo de fogo e os pontos são dados experimentais obtidos em [113].

Na Fig.(6.13) apresentamos a seção de choque diferencial em x_F obtida por este modelo (curva sólida) em confronto com os dados experimentais (pontos). Neste caso, os mésons D são criados tanto nas bolas de fogo centrais como também, no extremo do tubo de fogo que continha o píon incidente. Por isso, o espectro calculado é mais “achatado” do que no caso da colisão $p-p$. Na Fig.(6.14) exibimos o espectro em p_t para a mesma experiência.

Na verdade, como vimos no Cap.(3), a interação $\pi-p$ é capaz de fornecer vários subsídios para o estudo do efeito de partícula *liderante*. Para comparar nossos resultados com os dados experimentais de partículas *liderantes* e *não-liderantes*, veja Fig.(3.4), devemos repartir a carga entre os diversos estados de mésons charmosos. Neste caso, vale lembrar que para cada estado de partícula de spin $1/2$ (mésons D) deve existir 3 estados cujo spin é igual a $3/2$ (mésons D^*). Como o méson D^{*+} (D^{*-}) tem aproximadamente 50% de probabilidade de decair em D^+ (D^-) e 50% de probabilidade de decair em D^0 (\bar{D}^0), teremos aproximadamente a seguinte distribuição,

$$\begin{array}{ll} D^+ \rightarrow 34\% & D^- \rightarrow 34\% \\ D^0 \rightarrow 16\% & \bar{D}^0 \rightarrow 16\%. \end{array} \quad (6.7)$$

Para calcular o espectro em x_F de partículas *liderantes* (D^- e D^0) e *não-liderantes* (D^+ e \bar{D}^0) na colisão $\pi^- - p$, admitimos que o decaimento das bolas de fogo centrais segue a proporcionalidade dada em (6.7) e que o extremo do tubo que continha o píon incidente pode transformar-se, neste caso, em um méson D^- ou em D^0 . Os resultados encontram-se na Fig.(6.15). As curvas representam nosso modelo sendo que, os pontos são os dados obtidos pela mesma experiência referentes aos dois últimos gráficos apresentados [48].

Assim, o espectro de partículas *liderantes*, Fig.(6.15a), é formado tanto da contribuição dos mésons produzidos em um dos extremos como também, da contribuição das bolas de fogo centrais. Entretanto o espectro *não-liderante*, Fig.(6.15b), possui apenas a contribuição das bolas de fogo centrais. Isto explica o fato do primeiro ser mais alargado

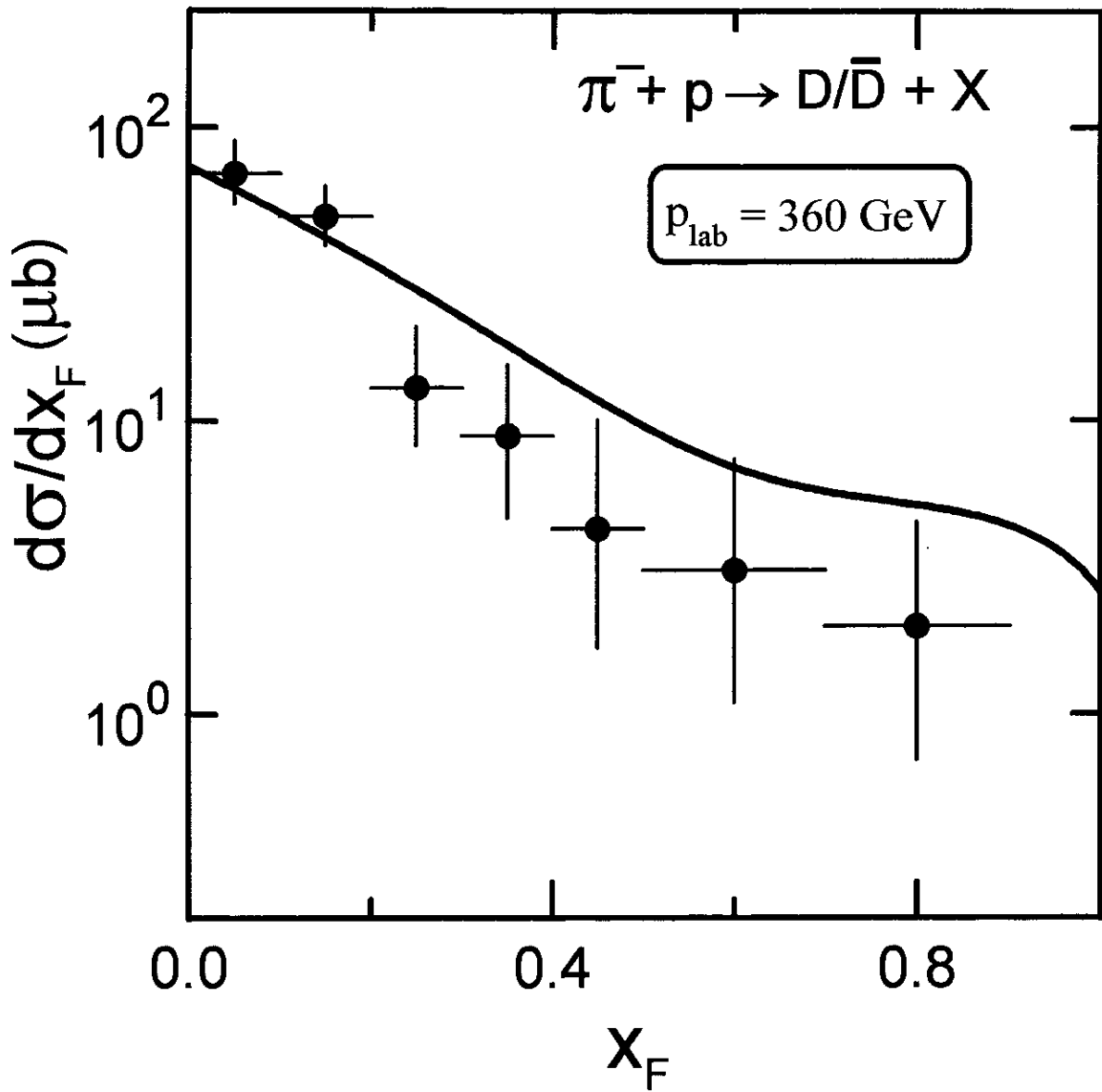


Figura 6.13: Distribuição em x_F de mésons charmosos produzidos numa colisão $\pi-p$ a $p_{\text{lab}} = 360 \text{ GeV}/c$. A curva sólida representa o cálculo de nosso modelo e os pontos são dados experimentais obtidos em [48].

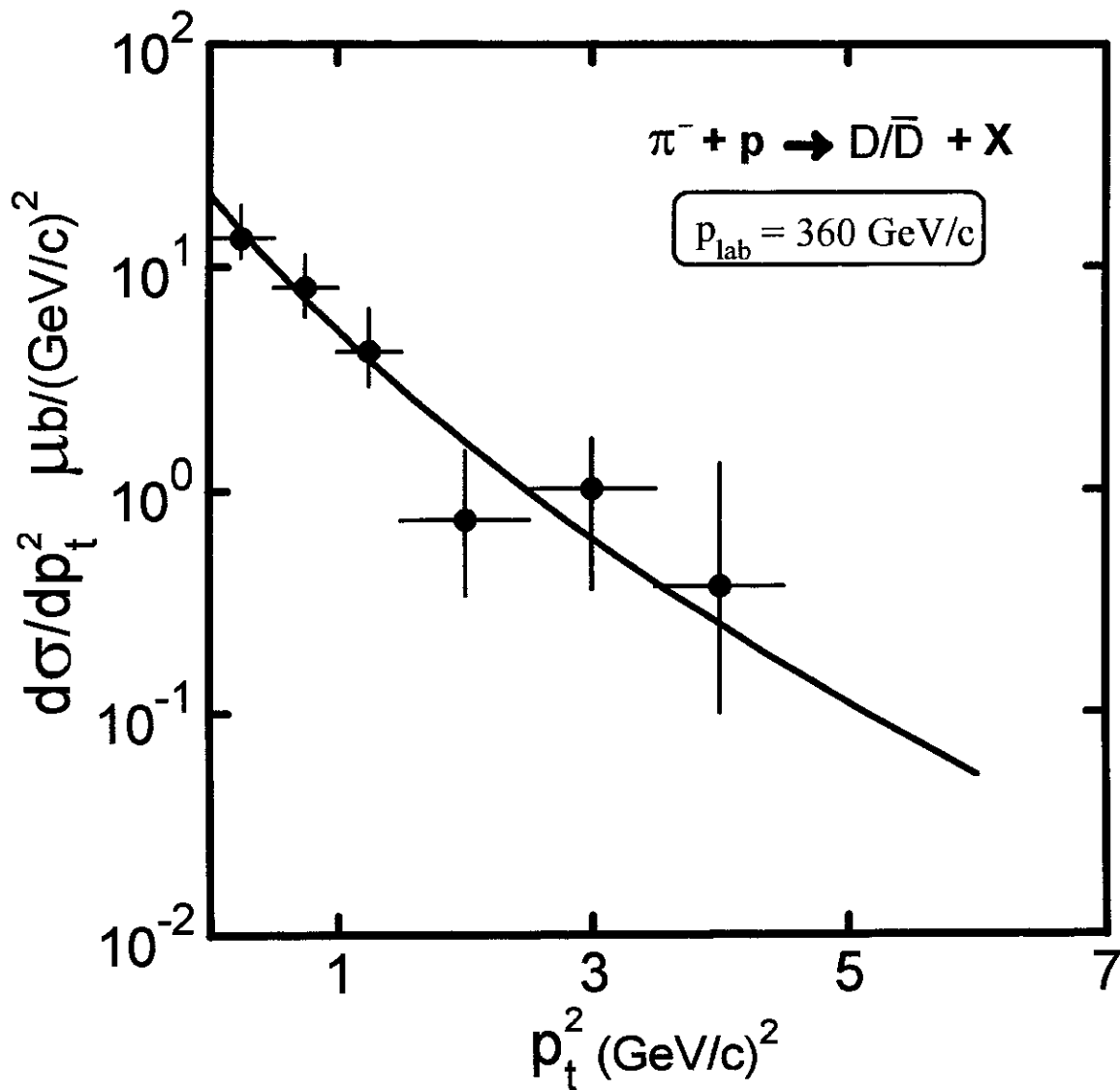


Figura 6.14: Distribuição em p_t de mésons D/\bar{D} a $360\text{GeV}/c$ numa colisão π - p . A curva sólida representa o cálculo de nosso modelo enquanto que os pontos são dados experimentais obtidos em [48].

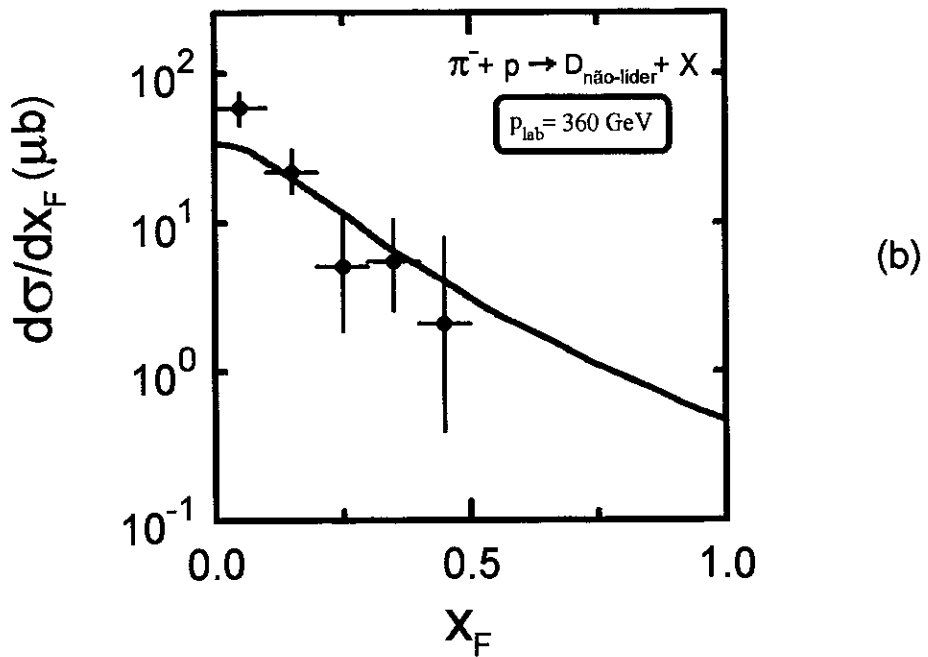
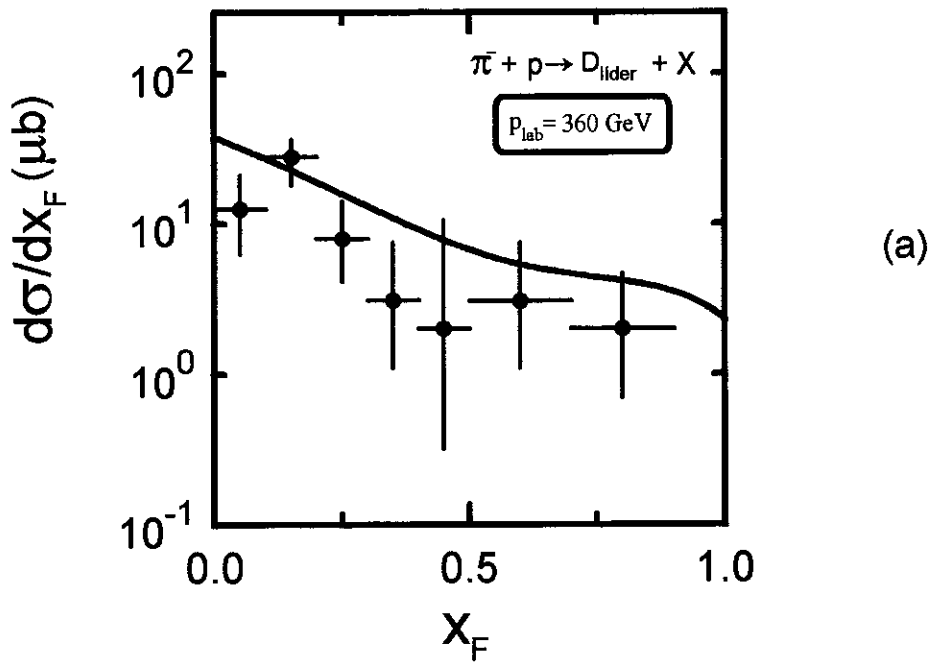


Figura 6.15: Distribuição em x_F de mésons charmosos *liderantes*, D^- e D^0 (a) e *não-liderantes*, D^+ e \bar{D}^0 (b) na mesma reação da figura anterior.

em x_F do que o segundo.

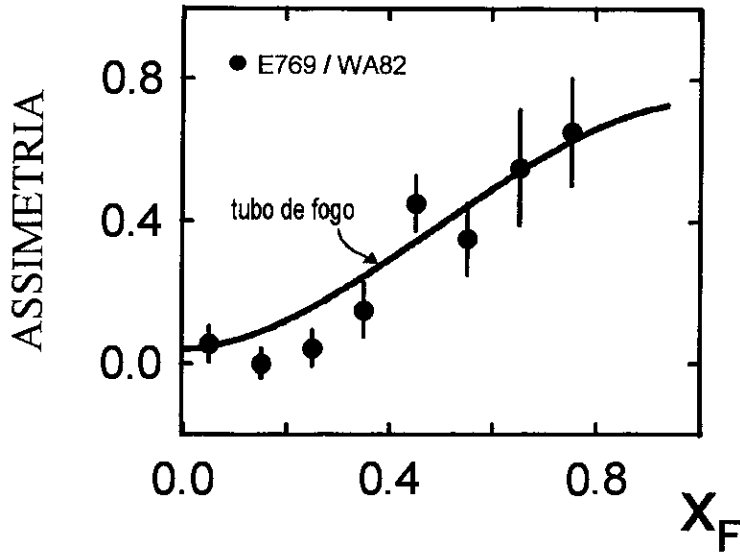


Figura 6.16: Assimetria $\times x_F$. Os pontos referem-se ao resultado combinado das colaborações WA82 [10] e E769 [11]. Os dados da E769 incluem partículas produzidas com feixes de π^+ e de π^- enquanto que os dados da WA82 referem-se a feixes de π^- apenas. A curva é a previsão de nosso modelo.

Para finalizar, podemos comparar nossos resultados com os dados mais recentes do efeito de partícula *liderante*, apresentados no Cap.(3) (Fig.(3.5)). As colaborações [10] e [11] mediram a assimetria, Eq.(3.6), em interações próton-nucleon para $p_{\text{lab}} = 230\text{GeV}/c$ e $250\text{GeV}/c$, respectivamente. Na Fig.(6.16) mostramos estes resultados experimentais em comparação com a previsão do modelo de tubo de fogo. Vemos que nosso modelo é completamente compatível com o fato, revelado experimentalmente, de crescimento da assimetria (\mathcal{A}) com o momento longitudinal [114].

CAPÍTULO 7

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho desenvolvemos um modelo fenomenológico, relativamente simples, baseado na idéia da formação de um tubo não-elementar de fluxo de campo cromoeletrico entre dois hádrons durante uma colisão ultra-relativística. Mostramos que a formação deste tubo está diretamente relacionada com a troca de glúons entre os constituintes dos hádrons. Este fato faz com que uma carga de cor seja gerada nos extremos do tubo, tornando o campo em seu interior suficientemente intenso, e fazendo com que as taxas de produção de charme em colisões próton-próton e pión-próton sejam quantitativamente bem explicadas através do mecanismo não-perturbativo de Schwinger.

Para isso, assumimos que cada troca de glúon é equivalente a um passo do tipo *random walk* no espaço SU(3) de cor. Neste caso, depois da troca de n glúons a carga gerada nos extremos do tubo obedece a uma distribuição que tem o máximo em torno do valor médio $(3/2)\sqrt{n}$, onde o fator 3/2 vem do octeto gluônico de SU(3). Com isso, a constante de *string*, κ e a intensidade do campo, \mathcal{E} , flutuam em torno de $(9/4)\kappa_0 n$ e $3\sqrt{n}\kappa_0/q_0$, respectivamente.

Para determinar completamente a distribuição estatística da carga de cor, assumimos uma distribuição de Poisson truncada ($n \geq 1$) com $\bar{n} \approx 2$. Isto faz com que a força cromoeletrica no interior da *string*, ao invés de 1 GeV/fm como no modelo de Lund, seja

igual a aproximadamente o triplo, tornando assim a produção de charme compatível com as taxas experimentais. De fato, apenas a troca de alguns poucos glúons já é suficiente para tornar a produção de pares- $c\bar{c}$ compatível com os resultados experimentais uma vez que a fórmula de Schwinger é extremamente sensível, mesmo a pequenas variações do campo.

Realizamos uma simulação pelo método de Monte Carlo e calculamos várias quantidades, tais como a seção de choque total e diferencial, o que nos permite concluir que nosso modelo fornece uma descrição bastante razoável do processo de colisão hadrônica à altas energias.

Consideramos, neste modelo, que a fragmentação do tubo em alguns pontos é uma consequência direta da blindagem que sofre a carga de cor gerada nos extremos do tubo devido à produção de pares- $q\bar{q}$ durante a sua evolução espaço-temporal. Com isso, o tubo rompe-se em *sub-strings* que colapsam em objetos altamente excitados que chamamos de bolas de fogo.

Estes objetos sofrem uma expansão longitudinal em que parte de sua energia longitudinal proveniente do colapso, transforma-se em energia cinética. Para isso, admitimos uma distribuição gaussiana para representar o espectro em rapidez dos elementos do fluido da bola de fogo. Depois desta expansão as bolas de fogo decaem termicamente nos hádrons finais.

Este procedimento torna o modelo do tubo de fogo capaz de descrever também a produção de hádrons mais leves, como píons e káons. Este é um aspecto extremamente importante de nosso modelo. Descrever de uma forma unificada, e com um conjunto único de parâmetros, os espectros inclusivos em x_F e p_t de diversas partículas, como π'^s , K'^s , D'^s e Λ'^s , tanto para colisões $p-p$ quanto para colisões $\pi-p$. Para a maioria dos parâmetros introduzidos neste modelo, podemos associar um significado físico macroscópico. Uma das perspectivas de nosso trabalho é obter estes parâmetros a partir de uma teoria mi-

croscópica.

Também investigamos a produção de partículas *liderantes* no tubo de fogo. O mecanismo de fragmentação do tubo em bolas de fogo, mencionado acima, prevê uma taxa de quebra homogênea no espaço-tempo. Entretanto, como as condições de contorno são muito diferentes para os dois extremos que contêm os quarks de valência, supomos que, nestes pontos, a quebra esteja ocorrendo de outra forma. Para reproduzir os espectros observados de partícula *liderante*, numa colisão $p-p$ admitimos que os dois prótons, situados nas extremidades do tubo, desprendam-se dele com uma probabilidade constante na sua linha de universo. Quando estes hádrons se separam do tubo de fogo, eles podem transformar-se em partículas charmosas com uma probabilidade estimada por $\mathcal{R}_c / \sum_q \mathcal{R}_q$. Nossos resultados para colisão $p-p$ indicam a presença de um efeito substancial de partículas charmosas *liderantes* ainda não medido experimentalmente. No caso da interação $\pi-p$, onde existem mais dados experimentais, mostramos que nossos resultados estão completamente de acordo com a evidência experimental de uma forte correlação entre os estados inicial e final da colisão.

Cabe aqui algumas considerações com relação aos mecanismos empregados neste modelo. Como vimos, vários destes mecanismos foram concluídos a partir de uma argumentação, às vezes puramente fenomenológica e, às vezes, baseada numa analogia física com outros modelos, sem que sejam demonstrados a partir de princípios fundamentais. Por exemplo, como e quando a quebra do tubo ocorre? Este fato é importante dentro da estrutura deste modelo e, até agora, não dispomos de uma justificativa teoricamente bem estabelecida para resolver esta questão. Supomos que a probabilidade de criação de vários pares- $q\bar{q}$ numa seção transversal do tubo aumente, devido à tendência do tubo em quebrar num determinado ponto depois que um par for criado ali, blindando com isso a carga cromoeétrica existente nos extremos. Simplesmente, utilizamos aqui um argumento fenomenológico. Se as quebras ocorrem desta maneira, as distribuições em massa das bolas de fogo, as correlações em p_t , o número de partículas geradas, vários espectros

em momento e rapidez, etc, mostram-se consistentes com os dados experimentais. Evidentemente, para saber se este mecanismo é correto necessitamos demonstrá-lo a partir de uma teoria mais fundamental.

Por outro lado, também o fato do campo permanecer constante nos diversos sub-tubos, depois de terem ocorrido algumas quebras, é uma simplificação do que ocorre nos processos de hadronização. O fato é que ainda não sabemos como calcular esta dependência no tempo. É provável que o campo diminua um pouco, já que a carga nas pontas dos sub-tubos é, na maioria dos casos, menor do que a carga original Q . Entretanto, não pode ser muito menor, pois neste caso, o tubo não se fragmentaria. O que estamos supondo é que esta diminuição do campo alterará muito pouco o caráter geral das estimativas feitas com este modelo.

É certo que, com o modelo de tubo de fogo não pretendemos resolver do ponto de vista estritamente teórico, as várias questões envolvidas no processo de colisão hadrônica. Nosso trabalho tem uma abordagem fenomenológica e destina-se, apenas, a fornecer uma visão de alguns dos possíveis mecanismos que podem estar presentes nas interações de hádrons à altas energias. Com isso, pode-se entender melhor a criação de matéria nestas interações e, até mesmo, ajudar a encontrar os caminhos pelos quais a teoria fundamental deve se desenvolver e assim descrever de maneira *exata* os fenômenos aqui abordados.

Neste ponto, podemos arguir sobre uma importante questão na física de quarks pesados que é a competição entre o mecanismo não-perturbativo, proposto neste trabalho, e os processos perturbativos resultantes da QCD, os quais também produzem charme. Como vimos, apesar da PQCD explicar qualitativamente bem alguns aspectos globais da produção de charme, as incertezas atuais envolvidas no cálculo teórico, e principalmente a baixa produção a alto x_F , o efeito *liderante*, e a correlação angular, sugerem que resultados baseados puramente na PQCD não são adequados para descrever várias distribuições observadas e que, por isso, é necessária a inclusão de efeitos não-perturbativos.

Possivelmente que processos perturbativos contribuem de certa forma para a produção de charme. Nosso modelo de maneira nenhuma sugere o contrário! Mesmo tendo mostrado que a produção não-perturbativa pelo fluxo cromoeletrico no tubo de fogo pode facilmente dar conta da seção de choque observada de partículas charmosas, não estamos defendendo aqui que o mecanismo de Schwinger seja a única fonte significativa de partículas charmosas. Por exemplo, podemos diminuir nossa seção de choque de charme, aumentando levemente a massa do quark-c. Isto não altera as previsões do modelo referentes a partículas mais leves e deixa um espaço vago para uma contribuição proveniente de fenômenos perturbativos para a produção de charme.

Em resumo, é importante compreender bem ambos os mecanismos, perturbativo e não, para descrever a totalidade de fenômenos físicos presentes na produção de partículas charmosas em colisões hadrônicas.

A fim de estudar a produção de charme em processos envolvendo núcleos, estamos estendendo este modelo para colisões próton-núcleo e pión-núcleo, onde um número maior de dados experimentais encontra-se disponível (E769, por exemplo), inclusive espectros mais precisos em x_F e p_t . Neste caso, em cada colisão hádron-nucleon forma-se uma *string* com as mesmas características das que apresentamos aqui e, por isso, devemos estabelecer um método para tratar estas várias *strings* que são formadas dentro do núcleo, durante a colisão.

Também é de nosso interesse, pelas razões discutidas na introdução, investigar como o mecanismo de produção de charme proposto neste trabalho pode ser aplicado a colisões de íons pesados. Estamos trabalhando nesta linha.

APÊNDICE A

Produção de Pares via Tunelamento

Como no interior do tubo de fogo a força é uniforme, teremos um potencial cromoeletrico linear. Um potencial que cresce com a distância. Então,

$$A_0(z) = \begin{cases} 0 & z \leq 0 \\ -\kappa_o(2Q-1)z & 0 \leq z \leq L \\ -\kappa_o(2Q-1)L & z \geq L \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Na Fig.(A.1) a curva cheia representa o potencial $A_0(z)$ como função da distância longitudinal z . Se definirmos, para um quark de massa de repouso m_q , a massa transversa como sendo $m_t = \sqrt{m_q^2 + p_t^2}$, então para os quarks que tiverem energia U_q , dada por

$$-\kappa_o(2Q-1)L + m_t \leq U_q \leq -m_t \quad (\text{A.2})$$

a probabilidade de ocorrer tunelamento não é nula.

Vale lembrar que todo este procedimento tem por base a Teoria de Dirac para as antipartículas. De acordo com esta teoria, o estado de vácuo significa que todos os estados de partícula única que existem no contínuo negativo de energia estão ocupados, enquanto que todos os estados de energia positiva permanecem vazios. A antipartícula é exatamente um buraco no contínuo negativo e a partícula, um estado positivo ocupado. Logo, para que

haja criação de um par quark-antiquark é necessário que um quark ultrapasse a barreira de potencial, dada por $A_0(z)$, deixando um buraco no contínuo negativo de energia. Daí a ideia de usarmos o mecanismo de tunelamento para explicar a produção de pares.

Usando a equação de Dirac, e ignorando os termos que contribuem apenas para efeitos de ordem superior no cálculo do coeficiente de tunelamento, ficamos com,

$$\left[\frac{p_z^2}{2m_t} + \frac{m_t}{2} - \frac{(U_q - A_0(z))^2}{2m_t} \right] \psi = 0. \quad (\text{A.3})$$

Se fizermos:

$$V_{ef} = \frac{m_t}{2} - \frac{[U_q - A_0(z)]^2}{2m_t} \quad (\text{A.4})$$

a equação para ψ assume a seguinte forma

$$\left[\frac{p_z^2}{2m_t} + V_{ef}(z) - E_{ef}(z) \right] \psi = 0, \quad (\text{A.5})$$

onde, nesse caso, $E_{ef} = 0$. A equação acima não é nada mais do que a equação de Schrodinger para uma partícula de massa m_t , num potencial dado por:

$$V_{ef}(z) = \begin{cases} \frac{m_t}{2} - \frac{U_q^2}{2m_t} & z \leq 0 \\ \frac{m_t}{2} - \frac{[U_q + K_o(2Q-1)z]^2}{2m_t} & 0 \leq z \leq L \\ \frac{m_t}{2} - \frac{[U_q + K_o(2Q-1)L]^2}{2m_t} & z \geq L \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Ou seja, o potencial sentido pela massa m_t dentro do tubo de fogo é quadrático enquanto que, fora do tubo, é constante, como mostra a Fig.(A.1). Isto significa que o aparecimento do quark no contínuo positivo, proveniente do contínuo negativo de energia, é equivalente a massa m_t cruzar a barreira de potencial hachurada da Fig.(A.1). Por isso, a probabilidade de ocorrer uma transição deste tipo é a própria probabilidade de criação de um par- $q\bar{q}$.

Para isso, podemos usar o método semi-clássico WKB, no qual a penetrabilidade de uma partícula através de uma barreira de potencial é dada pela seguinte exponencial

$$P_{\text{penetrabilidade}} = \exp \left\{ -2 \int_a^b \sqrt{2m_t [V_{ef}(z) - E_{ef}]} dz \right\} \quad (\text{A.7})$$

onde os limites a e b são determinados fazendo-se $V_{ef}(z) = E_{ef}$. Isto é,

$$a = \frac{-U_q - m_t}{\kappa_o (2Q - 1)} \quad e \quad b = \frac{-U_q + m_t}{\kappa_o (2Q - 1)} \quad (\text{A.8})$$

Substituindo na Eq.(A.7) o valor de $V_{ef}(z)$ e $E_{ef}(z)$ e integrando, obtemos

$$P_{\text{penetrabilidade}} = \exp \left\{ -\frac{\pi m_t^2}{\kappa_o (2Q - 1)} \right\} \quad (\text{A.9})$$

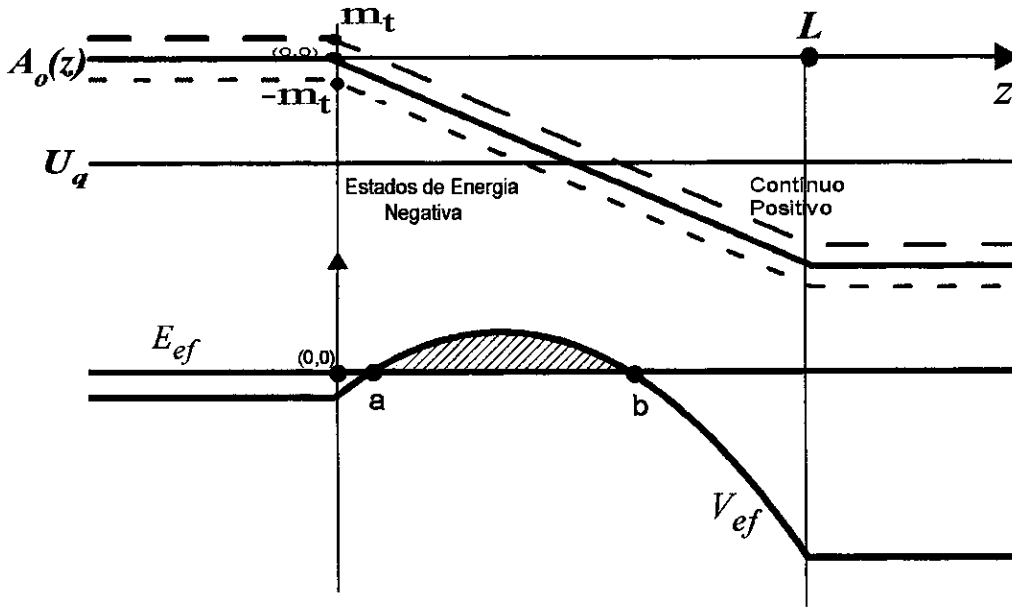


Figura A.1: O potencial $A_0(z)$ acompanhado do respectivo $V_{ef}(z)$. Para haver produção de um par é necessário que haja tunelamento através da área hachurada da figura.

Podemos agora, com a Eq.(A.9) estimar a taxa de produção de pares. Isto é, o número de pares por unidade de volume e tempo. Para isso, vamos primeiramente calcular

o número de estados quânticos que existem num elemento de volume do espaço de fase. Este elemento pode ser escrito como

$$\Delta x \Delta y \Delta z dp_t dp_z. \quad (\text{A.10})$$

Sendo a velocidade longitudinal da partícula igual a p_z/E , o número de estados dentro deste volume é

$$\Delta x \Delta y dt \frac{p_z}{E} dp_t dp_z \frac{1}{(2\pi)^3}. \quad (\text{A.11})$$

Podemos ainda, com a ajuda da definição da massa transversa, eliminar o momento longitudinal na relação acima, já que $dp_z = EdE/p_z$. Logo, o número total de estados quânticos que existem num elemento de volume do espaço de fase fica igual a

$$\frac{\Delta x \Delta y dt dE dp_t}{(2\pi)^3} \quad (\text{A.12})$$

Multiplicando o número de estados encontrado acima pela penetrabilidade P , dada pela Eq.(A.9), encontramos o número de partículas, ΔN , com energia no intervalo dado pela Eq.(A.2), que atravessam a barreira. Ou seja,

$$\Delta N = \frac{\Delta x \Delta y dt dE dp_t}{(2\pi)^3} \exp \left\{ -\frac{\pi m_t^2}{\kappa_o (2Q - 1)} \right\}. \quad (\text{A.13})$$

Uma vez criadas, partícula e antipartícula movem-se em sentidos opostos. Não temos meios para calcular a posição z em que tal par foi criado, entretanto podemos dizer aproximadamente que, este ponto encontra-se na vizinhança do ponto médio entre a e b . Assim,

$$z = -\frac{E}{\kappa_o (2Q - 1)} \quad (\text{A.14})$$

Com isso, $\Delta E = \kappa_o (2Q - 1) \Delta z$ e podemos escrever a Eq.(A.13) da forma

$$\frac{\Delta N}{\Delta x \Delta y \Delta z dt dp_t} = \frac{\kappa_o (2Q - 1)}{(2\pi)^3} \exp \left\{ -\frac{\pi m_t^2}{\kappa_o (2Q - 1)} \right\}. \quad (\text{A.15})$$

Integrando no momento transversal, obtemos

$$\frac{\Delta N}{\Delta z \Delta y \Delta x dt} = \frac{\kappa_o^2 (2Q - 1)^2}{(2\pi)^3} \exp \left\{ -\frac{\pi m^2}{\kappa_o (2Q - 1)} \right\}. \quad (\text{A.16})$$

O resultado acima representa a taxa de produção de pares no tubo de fogo, obtido através do tunelamento.

BIBLIOGRAFIA

- [1] E.Shuryak; *The QCD Vacuum. Hadrons and the Superdense Matter*; World Scientific, Singapore (1988).
- [2] *Quark-Gluon Plasma, Advanced Series on Directions in High Energy Physics*; Editado por R.Hwa (World Scientific, Singapore, 1990) Vol.6.
- [3] K.Geiger; *Strangeness, Charm, and Bottom Production from Dense Parton Matter in High Energy Nuclear Collisions*; Phys.Rev.D **48**, (1993) 4129.
- [4] B.Muller and X.N.Wang; *Probing Parton Thermalization Time With Charm Production*; Phys.Rev.Lett. **68**, (1992) 2437.
- [5] E.Shuryak; *Two-Stage Equilibration in High Energy Heavy Ion Collisions*; Phys.Rev.Lett. **68**, (1992) 3270.
- [6] M.L.Mangano, P.Nason, G.Ridolfi; *Fixed Target Hadroproduction of Heavy Quarks*; Nucl. Phys. **B405**, (1993) 507.
- [7] M.L.Mangano, P.Nason, G.Ridolfi; *Heavy - Quark Correlations in Hadron Collisions at Next-to-Leading Order*; Nucl. Phys. **B373**, (1992) 295.
- [8] G.A.Alves *et al.*; *Feynman- x and Transverse Momentum Dependence of D^\pm and D^0 , \bar{D}^0 Production in 250 π^- -Nucleon Interactions*; Phys.Rev.Lett. **69**, (1992) 3147.
- [9] P.Nason, S.Frixione, M.L.Mangano e G.Ridolfi; *Heavy Flavour Production in Perturbative QCD*; Pré-Print CERN-TH.7134/94 (1994).
- [10] M.Adamovich *et al.*; *Study of D^+ and D^- Feynman's x distributions in π^- -Nucleus Interactions of the SPS*; Phys.Lett. **305B**, (1993) 402.

- [11] G.A.Alves *et al.*; *Enhanced Leading Production of D^\pm and $D^{*\pm}$ in 250 GeV π^\pm -Nucleon Interactions*; Phys.Rev.Lett. **72**, (1994) 812.
- [12] A.Casher, H.Neuberger e S.Nussinov; *Chromoelectric-Flux-Tube Model of Particle Production*; Phys.Rev.D **20**, (1979) 179.
- [13] B.Andersson, G.Gustafson, G.Ingelman e T.Sjöstrand; *Parton Fragmentation and String Dynamics*; Phys.Rep. **97**, (1983) 31.
- [14] N.Prado, R.A.M.S.Nazareth e T.Kodama; *Effective Fire-Tube Model for Multiparticle Production in pp Collisions*; Rev.Bras. de Física, **16**, (1986) 452.
- [15] R.A.M.S.Nazareth, N.Prado e T.Kodama; *Effective Fire Tube and Geometric Scaling in Proton-Proton and Proton-Antiproton Collision*; Phys.Rev.D **40**, (1989) 2861.
- [16] R.A.M.S.Nazareth, T.Kodama e D.A.Porter Jr; *Firetube Model and Hadron-Hadron Collisions*; Phys.Rev.D **46**, (1992) 2896.
- [17] C.E.Aguiar, T.Kodama, R.A.M.S.Nazareth e G.Pech; *Charm Production in a Flux Tube Model*; Phys.Rev.C **53**, (1996) 448.
- [18] C.M.G.Lattes, G.P.S.Occhialini e C.F.Powell; *Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions*; Nature **160**, (1947) 453 e 486.
- [19] E.Gardner e C.M.G.Lattes; *Production of Mesons by the 184-Inch Berkeley Cyclotron*; Science **107**, (1948) 270.
- [20] E. Fermi e C.N.Yang; *Are Mesons Elementary Particles?*; Phys.Rev. **76**, (1949) 1739.
- [21] S.Sakata; *On a Composite Model for the New Particles*; Prog.Theor.Phys. **16**, (1956) 686.
- [22] M.Gell-Mann; *Symmetries of Baryons and Mesons*; Phys.Rev. **125**, (1962) 1067.
- [23] Y.Ne'eman; *Derivation of Strong Interactions from a Gauge Invariance*; Nucl.Phys. **26**, (1961) 222.

- [24] M.Gell-Mann; *A Schematic Model of Baryons and Mesons*; Phys.Lett. **8**, (1964) 214.
- [25] G.Zweig; ; CERN Rep. TH. **401** (1964), não publicado.
- [26] Uma excelente coletânea de artigos sobre o *eightfold way* pode ser encontrado em: M.Gell-Mann e Y.Ne'eman; *The Eightfold Way*; Frontiers in Physics, W.A.Benjamin (1964).
- [27] Z.Maki; *The "Fourth" Baryon, Sakata Model and Modified B-L Symmetry*; Prog.Theor.Phys. **31**, (1964) 331.
- [28] Y.Hara; *Unitary Triplets and the Eightfold Way*; Phys.Rev.B **134**, (1964) 701.
- [29] B.J.Bjørken e S.L.Glashow; *Elementary Particles and SU(4)*; Phys.Lett. **11**, (1964) 255.
- [30] M.Kobayashi and T.Maskawa; *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*; Prog.Theor.Phys. **49**, (1973) 652.
- [31] H.Harari; *A New Quark Model For Hadrons*; Phys.Lett. **57B**, (1975) 265.
- [32] Algumas aplicações da QCD estão em: Chris Quigg; *Gauge Theory of the Strong, Weak and Eletromagnetic Interaction*; The Benjamin / Cummings Publishing Company Inc (1983).
- [33] Para um estudo da determinação empírica de Λ_{QCD} , veja: F.Gross; *Relativistic Quantum Mechanics and Field Theory*; Ed. Wiley e Sons (1993), pag.581.
- [34] S.Weinberg; *A Model for Leptons*; Phys.Rev.Lett. **19**, (1967) 1264.
- [35] A.Salam; *Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity*; Editado por N.Svartholm, Almqvist e Wiksell; Stockholm, (1968) pag.367.
- [36] A interação eletrofraca e o mecanismo de Higgs estão bem apresentados em: P.Renton; *Eletroweak Interactions: An Introduction to the Quarks and Leptons*; Cambridge Univ. Press (1990).

- [37] S.L.Glashow, J.Iliopoulos e L.Maiani; *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*; Phys.Rev.D **7**, (1970) 1285.
- [38] t'Hooft; *Renormalization of Massless Yang-Mills Fields*; Nucl.Phys. **B33**, (1971) 173.
- [39] J.-E.Augustin *et al.*; *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*; Phys.Rev.Lett. **33**, (1974) 1406.
- [40] J.J.Aubert *et al.*; *Experimental Observation of a Heavy Particle J*; Phys.Rev.Lett. **33**, (1974) 1404.
- [41] G.Goldhaber *et al.*; *Observation in e^+e^- Annihilation of a Narrow State at $1865 \text{ MeV}/c^2$ Decaying to $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$* ; Phys.Rev.Lett. **37**, (1976) 255.
- [42] K.Niu *et al.*; *A Possible Decay in Light of a New Particle*; Prog.Theor.Phys. **46**, (1971) 1644.
- [43] M.Aguilar-Benitez *et al.*; *D-Meson Production From $400 \text{ GeV}/c$ Interactions*; Phys.Lett. **189B**, (1987) 476.
- [44] R.Ammar *et al.*; *D-Meson Production in $800 \text{ GeV}/c$ pp Interactions*; Phys.Rev.Lett. **61**, (1974) 2185.
- [45] O.Erriquez *et al.*; *A Measurement of the Total Charm Cross Section in 200 and 360 GeV/c pN Interactions Using a Holographic Bubble Chamber*; Phys.Scr. **33**, (1986) 202.
- [46] K.Kodama *et al.*; *Charm Pair Correlations in $800 \text{ GeV}/c$ Proton-Emulsion Interactions*; Phys.Lett. **263B**, (1991) 579.
- [47] S.Barlag *et al.*; *Production of D, D^* and D_s Mesons in $200 \text{ GeV}/c$ π^- , K^- , and p-Si Interaction*; Z.Phys.C **39**, (1988) 451.
- [48] M.Aguilar-Benitez *et al.*; *Inclusive Properties of D Mesons Produced in 360 GeV π^-p Interactions*; Phys.Lett. **161B**, (1985) 400.

- [49] S.Barlag *et al.*; *Production Properties of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ in 230 GeV/c π^- and K^- – Cu Interactions*; Z.Phys.C **49**, (1991) 555.
- [50] K.Kodama *et al.*; *Charm Meson Production in 600 GeV/c π^- Emulsion Interactions*; Phys.Lett. **284B**, (1992) 461.
- [51] D.S.Barton *et al.*; *Experimental Study of the A Dependence of Inclusive Hadron Fragmentation*; Phys.Rev.D **27**, (1983) 2580.
- [52] G.A.Alves *et al.*; *Atomic Mass Dependence of D^\pm and D^0 , \bar{D}^0 Production in 250 GeV π^\pm -Nucleon Interactions*; Phys.Rev.Lett. **70**, (1993) 722.
- [53] M.Adamovich *et al.*; *Nuclear Dependence of Charm Production by a 340 GeV π^- Beam*; Phys.Lett. **284B**, (1992) 453.
- [54] E.Cazzoli *et al.*; *Evidence for $\Delta S = -\Delta Q$ Currents or Charmed-Baryon Production by Neutrinos*; Phys.Rev.Lett. **34**, (1975) 1125.
- [55] S.Barlag *et al.*; *Measurement of Various Decay Modes of Charmed Particles D^0 , D^+ , D_s^+ e Λ_c^+* ; Z.Phys.C **48**, (1990) 29.
- [56] J.F.Gunion; *Short Distance Counting Rules for Low p_t Fragmentation*; Phys.Lett. **88B**, (1979) 150.
- [57] Um tratamento didático da QCDP pode ser encontrado em: R.D.Field; *Applications of Perturbative QCD*; Addison-Wesley Publishing Company (1995).
- [58] P.Nason *et al.*; *The Total Cross Section for the Production of Heavy Quarks in Hadronic Collisions*; Nucl. Phys. **B303**, (1988) 607.
- [59] P.Nason *et al.*; *The One Particle Inclusive Differential Cross Section for Heavy Quark Production in Hadronic Collisions*; Nucl. Phys. **B327**, (1989) 49.
- [60] G.Altarelli *et al.*; *Total Cross Section for Heavy Flavour Production in Hadronic Collisions and QCD*; Nucl. Phys. **B308**, (1988)724.

- [61] S.Aoki *et al.*; *Charm Production by 350 GeV/c π^- Interactions in Nuclear Emulsion*; Prog.Theor.Phys. **87**, (1992) 1305.
- [62] Outros dados experimentais de correlação angular para mésons charmosos podem ser encontrados em: S.Barlag *et al.*, *Charmed Pair Correlations in π^- -Cu Interactions at 230 GeV/c*; Phys.Lett. **302B**, (1993)112;
M.Adamovich *et al.*, ;, preprint CERN/PPE 94-214 (191994).
- [63] B.Andersson, G.Gustafson e C.Peterson; *The Relationship Between The Meson, Baryon, Photon And Quark Jet Fragmentation Distributions*; Phys. Lett. **69B**, (1977) 221.
- [64] B.Andersson, G.Gustafson e C.Peterson; *A Quark Parton Model For Hadronic Fragmentation Distributions*; Phys. Lett. **71B**, (1977) 337.
- [65] B.Andersson, G.Gustafson e C.Peterson; *A Semiclassical Model for Quark Jet Fragmentation*; Z.Phys.C **1**, (1979) 105.
- [66] J. Schwinger; *Gauge Invariance and Mass. II*; Phys.Rev. **128**, (1962) 2425.
- [67] B.Andersson, G.Gustafson e T.Sjöstrand; *A Three-Dimensional Model for Quark and Gluon Jets*; Z.Phys.C **6**, (1980) 235.
- [68] B.Andersson, G.Gustafson, I.Holgersson e O. Månsson; *A Model for the Reaction Mechanism and the Baryon Fragmentation Distributions in Low p_t Hadronic Interactions*; Nucl.Phys. **B178**, (1981) 242.
- [69] S.J.Brodsky, P.Hoyer, C.Peterson e N.Sakai; *The Intrinsic Charm of the Proton*; Phys.Lett. **93B**, (1980) 451.
- [70] S.J.Brodsky e C.Peterson; *Intrinsic Heavy-Quark States*; Phys.Rev.D **23**, (1981) 2745.
- [71] J.Badier *et al.*; *Experimental J/ψ Hadronic Production From 150 to 280 GeV/c*; Z.Phys. C **20**, (1983)101.

- [72] S.J.Brodsky e P.Hoyer, A.H.Mueller e W.K.Tang; *New QCD Production Mechanisms for Hard Processes at Large x* ; Nucl.Phys. **B369**, (1992) 519.
- [73] S.J.Brodsky e P.Hoyer; *Nucleus as a Color Filter in QCD: Hadron Production in Nuclei*; Phys.Rev.Lett. **63**, (1989) 1566.
- [74] S.Katsanevas *et al.*; *Nuclear-Target Effects in J/ψ Production in 125 GeV/c Antiproton and π^- Interactions*; Phys.Rev.Lett. **60**, (1988) 2121.
- [75] D.M.Alde *et al.*; *A Dependence of $J\psi$ Production at 800 GeV/c*; Phys.Rev.Lett. **66**, (1991) 133.
- [76] R.Vogt, S.J.Brodsky e P.Hoyer; *Systematics of Charm Production in Hadronic Collisions*; Nucl.Phys. **383B**, (1992) 643.
- [77] R.Vogt e S.Brodsky; *QCD and Intrinsic Heavy Quark Predictions for Leading Charm and Beauty Hadroproduction*; Nucl. Phys. **438B**, (1995) 261.
- [78] R.Hwa; *Leading and Nonleading D^\pm Production in the Valon Model*; Phys.Rev.D **51**, (1995) 85.
- [79] R.Hwa; *Clustering and Hadronization of Quarks: A Treatment of the Low- p_t Problem*; Phys.Rev.D **22**, (1980) 1593.
- [80] H.D.Trottier and R.M.Woloshin; *Flux Tubes in Three-Dimensional Lattice Gauge Theories*; Phys.Rev.C **53**, (1996) 448.
- [81] Roland Omnès; *Introduction to Particle Physics*; Willey - Interscience, pag.326.
- [82] D.Flamm e F.Schoberl; *Introduction to the Quark Model of Elementary Particles - Vol.I*; Gordon and Breach Science Publishers (1982), pag.332.
- [83] T.S.Biro, H.B.Nielsen e J.Knoll; *Colour Rope Model for Extreme Relativistic Heavy Ion Collisions*; Nucl.Phys. **245B**, (1984) 449.
- [84] A.K.Kerman, T.Matsui e B.Svetitsky; *Particle Production in the Central Rapidity Region of Ultrarelativistic Nuclear Collision*; Phys.Rev.Lett. **56**, (1986) 219.

- [85] J.Schwinger; *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*; Phys.Rev. **82**, (1951) 664.
- [86] J.Schwinger; *The Theory of Quantized Fields. V*; Phys.Rev. **93**, (1954) 615.
- [87] C.Itzykson e J.B.Zuber; *Quantum Field Theory*; McGraw-Hill, New York, (1980).
- [88] E.Brezin e C.Itzykson; *Pair Production in Vacuum by an Alternating Field*, Phys.Rev. D **2**, (1970)1191.
- [89] Para uma revisão teórica, bastante abrangente, do mecanismo de Schwinger, veja: M.Soffer, B.Muller e W.Greiner; *Stability and Decay of the Dirac Vacuum in External Gauge Fields*; Phys.Rep. **85**, (1982) 51.
- [90] B.Andersson, G.Gustafson e T.Sjostrand; *A Three-Dimensional Model for Quark and Gluon Jets*; Z.Phys.C **6**, (1980) 235.
- [91] B.Andersson, G.Gustafson, I.Holgersson e O.Månsson *A Model For the Reaction Mechanism and the Baryon Fragmentation Distributions in Low p_t Hadronic Interactions*; Nucl.Phys. **B178**, (1981) 242.
- [92] G.Gatoff e C.Y.Wong; *Origin of the Soft p_t Spectra*; Phys.Rev.D **46**, (1992) 997.
- [93] A.Bialas e W.Czyz; *Chromoelectric Flux Tubes and the Transverse-Momentum Distribution in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions*; Phys.Rev.D **31**, (1985) 198.
- [94] G.Gatoff, A.K.Kerman e T.Matsui; *Flux-Tube Model for Ultrarelativistic Heavy-Ion Collision: Electrohydrodynamics of a quark-gluon Plasma*; Phys.Rev.D **36**, (1987) 114.
- [95] T.Matsui; *Dynamics of Ultrarelativistic Collisions and Signals of Deconfinement*; Nucl.Phys. **A488**, (1988) 535c.
- [96] R.C.Wang e C.Y.Wong; *Finite-Size Effect in the Schwinger Particle-Production Mechanism*; Phys.Rev.D **38**, (1988) 348.

- [97] C.Martin e D.Vautherin; *Finite-size and dynamical effects in pair production by an external field*; Phys.Rev.D **40**, (1989) 1667.
- [98] R.Balian e C.Bloch; *Distribution of Eigenfrequencies for the Wave Equation in a Finite Domain: III. Eigenfrequencies Density Oscillations*; Ann.Phys. **69**, (1972) 76.
- [99] R.Balian e C.Bloch; *Solution of the Schrodinger Equation in terms of Classical Paths*; Ann.Phys. **85**, (1974) 514.
- [100] A idéia de que a hadronização acontece em duas etapas foi anteriormente sugerida por: T.D.Gottschalk; *An Improved Description of Hadronization in the QCD Cluster Model for $e^+ e^-$* ; Nucl.Phys. **B239**, (1984) 349.
- [101] X.Artru e G.Mennesier; *String Model and Multiproduction*; Nucl.Phys. **B70**, (1974) 93.
- [102] C.E.Aguiar, T.Kodama, R.A.M.S.Nazareth e G.Pech; *Firetube Model: Strangeness and Charm Production*; Proceeding of 3rd International Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics; Word Scientific (1995) pag.27.
- [103] Y.Hama; *Hydrodynamical Description of the Missing-Mass Cluster*; Phys.Rev.D **19**, (1979)2623.
- [104] Para um cálculo de espectros deste tipo, só que usando outras distribuições, veja: Nadya M.P.D. Ferreira; *Modelo da Corda Efetiva Para a Produção Múltipla de Partículas em Colisões $p-p$* ; Tese de Doutorado, Rio de Janeiro, UFRJ, Instituto de Física, 1989.
- [105] D.A.Portes Jr.; *Correlação de Rapidez na Produção Múltipla de Partículas em Colisões Próton-Próton*; Tese de Mestrado - CBPF (1991).
- [106] S.Uhlig, I.Derado, R.Meinke and H.Preissner; *Observation of Charged Particle Correlations Between the Forward and Backward Hemispheres in pp Collisions at ISR Energies*; Nucl.Phys. **B132**, (1978) 15.

- [107] C.de Marzo *et al.*; *Multiparticle Production on Hydrogen, Argon, and Xenon Targets in a Streamer Chamber by 200 GeV/c Proton and Antiproton Beams*; Phys.Rev.D **26**, (1982) 1019.
- [108] A.Breakstone *et al.*; *Comparison of Inclusive Distribution in pp and $p\bar{p}$ Interaction at $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$* ; Phys.Lett. **132B**, (1983) 458.
- [109] W.Bell *et al.*; *Charged Particles Spectra in $\alpha\alpha$ and αp Collisions at the CERN ISR*; Z.Phys.C **27**, (1985) 191.
- [110] B.Alper *et al.*; *Production Spectra of π^\pm , K^\pm , p^\pm , at Large Angles in Proton-Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings*; Nucl.Phys **B100**, (1975) 237.
- [111] K.Jaeger *et al.*; *Characteristics of V^0 and γ Production in pp Interaction at 205 GeV/c* ; Phys.Rev.D **11**, (1975) 2405.
- [112] C.Y.Wong; *Nucleon-Nucleus Reactions at Ultrarelativistic Energies*; Phys.Rev.D **32**, (1985) 94.
- [113] EHS-NA22 Collaboration, M.Adamus *et al.*; *Charged Particle Production in K^+p , π^+p , and pp Interactions at 250 GeV/c*; Z.Phys.C **39**, (1988) 311.
- [114] C.E.Aguiar, T.Kodama, R.A.M.S.Nazareth e G.Pech; *Enhanced Production of Leading Charmed Mesons in Pion-Nucleon Interactions*; em preparação.

“PRODUÇÃO DA CHARME EM COLISÕES HADRÔNICAS PELO MODELO DE TUBO DE FOGO”

GERSON PECH

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

Takeshi Kodama – Presidente

Carlos Ourívio Escobar

José Antônio Martins Simões

Anna Maria Freire Endler

Francisco Caruso Neto

Rio de Janeiro, 01 de abril de 1996