

1995/12

N385

Tese de  
MESTRADO

**SOBRE O PROCESSO DE FORMAÇÃO E  
DECAIMENTO DO ESTADO  $^1D_2$  DO CHARMONIUM**

**Margarida Maria Rodrigues Negrão**

5.39.721

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, 7 de março de 1995



Qualquer que seja o ponto de partida da atividade científica, esta atividade não pode convencer plenamente senão deixando o domínio de base: se ela experimenta é preciso raciocinar; se ela raciocina, é preciso experimentar.

*(Gaston Bachelard)*

*À minha família, em especial ao meu Lindinho*

# Resumo

A QCD perturbativa proíbe, em primeira ordem, uma aniquilação exclusiva de próton-anti-próton em alguns estados do *charmonium*, que, contudo, foram observados no canal  $p\bar{p}$ , indicando a importância de efeitos de ordem superior e efeitos não-perturbativos na região de energia de alguns  $GeV$ . Os casos mais conhecidos são os estados  $^1S_0(\eta_c)$  e  $^1P_1(\chi_{c0,1,2})$ . Neste trabalho, considera-se o estado  $^1D_2$  e sugere-se uma forma de detectar tal estado, através de sua distribuição angular típica no decaimento radioativo  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma$ . Além disso, apresenta-se uma estimativa para a razão de ramificação  $BR(^1D_2 \rightarrow p\bar{p})$ , dada pelo modelo quark-diquark do nucleon, por correções de massa e por processos induzidos por *instantons*.

*Palavras-chave:* Charmonium; decaimento de mésons; processos exclusivos; QCD perturbativa; efeitos não-perturbativos.

# Abstract

Massless perturbative QCD forbids, at leading order, the exclusive proton-antiproton annihilation into some charmonium states, which, however, have been observed in the  $p\bar{p}$  channel, indicating the significance of higher order and nonperturbative effects in the few  $GeV$  energy region. The most well known cases are those of the  $^1S_0(\eta_c)$  and the  $^1P_1$  states ( $\chi_{c0,1,2}$ ). The  $^1D_2$  state is considered here and a way of detecting such a state through its typical angular distribution in the radiative decay  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma$  is suggested. Estimates of the branching ratio  $BR(^1D_2 \rightarrow p\bar{p})$ , as given by a quark-diquark model of the nucleon, mass corrections and an instanton induced process are presented.

*Key words:* Charmonium; meson decay; exclusive processes; perturbative QCD; non-perturbative effects.

# Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos aqueles que, de uma forma ou de outra, ajudaram na realização desta tese. Ao meu orientador, Prof. Francisco Caruso, pela sugestão do tema aqui desenvolvido e pelo incentivo durante toda a elaboração deste trabalho. O ótimo ambiente científico e as excelentes condições de trabalho que encontrei no LAFEX devem-se muito ao Prof. Alberto Santoro, a quem deixo aqui meu agradecimento. Ao Prof. Bruto Max Pimentel (IFT/UNESP) pelo importante papel em minha formação científica básica e por ter-me motivado a trabalhar em fenomenologia. Ao Prof. Eugene Levin (São Petersburgo/LAFEX), que se mostrou sempre disposto a esclarecer qualquer dúvida, além de ter-se tornado um grande amigo.

Aos membros da Banca Examinadora pelas sugestões e atenção dispensada.

Não posso também deixar de mencionar aqueles com quem colaborei diretamente em diversas ocasiões: Prof. Mauro Anselmino (Università di Torino), com quem pude discutir vários aspectos da tese durante sua visita ao LAFEX; aos colegas José Soares e Vitor Oguri, que me ajudaram bastante na parte de computação. Ao Prof. Roberto Moreira Xavier de Araújo, pelo paciente trabalho de rever a versão final da tese e pelas valiosas sugestões de estilo.

Ao José Roberto Mahon e à Márcia Begalli, ambos do IF/UERJ, e à Maria Elena Pol (LAFEX) pela ajuda e boa vontade que sempre tiveram comigo.

Aos colegas do LAFEX, Régio, Hendly, Javier, Paulo e em particular, à Monique Srivastava, por ter aturado meu mau humor nos momentos difíceis e ter ouvido sempre minhas reclamações, e a André Penna Firme pelas boas discussões genéricas sobre Física, pelo incentivo dado nas horas difíceis e por ser um amigão. Aos engenheiros do LAFEX, Eliane, Eduarda, Hélio e Roberto, por toda a ajuda que me deram. A todos eles deixo o meu abraço.

Ao pessoal da Biblioteca, Denise, Vera, Baiano e outros, pela força e pela boa vontade que sempre demonstraram.

Ao pessoal da CFC/CBPF, em especial à Myriam e ao Marcelo, pelo grande apoio, todo esse tempo. Foi muito bom ter vocês por perto!

A todos da secretaria do LAFEX, sempre bem dispostos e atenciosos.

À minha família, pelo carinho e apoio incondicional que sempre me deram, agradeço sinceramente tudo o que fizeram por mim. Em especial, a minha mãe Aparecida e a minhas irmãs Patrícia e Daniele por sempre torcerem por mim.

Ao meu marido Mauro (*Lindinho*), que sempre me apoiou e me deu forças para continuar. A ele, agradeço pelos finais de semana, me ajudando a datilografar, ler e corrigir esta tese, além do trabalho na biblioteca, procurando referências, pelo incansável sorriso em seus lábios e por todo o seu amor.

Aos amigos que, apesar de não terem colaborado diretamente, não podem ser esquecidos neste momento: Luiz Eduardo S. Souza (*Edu*), Sônia Penna Firme, Ronaldo Thibes, Márcia E. Braga, Everton Abreu (*Fraquinho*), Paulo Roberto Sacom e Paulo César da Rocha (*Tchum*).

Agradeço até a todos aqueles que não me deram a menor força para continuar meu trabalho. Mais que ninguém eles me mostraram que sou capaz de remar contra a maré e conseguir o que quero.

Finalmente à CAPES pela bolsa de estudos concedida neste período de trabalho no CBPF e à FAPERJ pela bolsa de pré-doutorado que me permitiu finalizar este trabalho.

# Índice

<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Um pouco de QCD</b>	<b>4</b>
1.1 Breve histórico .....	4
1.2 Processos Exclusivos .....	11
1.3 A Supressão de Helicidade .....	17
<b>2 Um pouco de charme</b>	<b>21</b>
2.1 Charme .....	21
2.2 A Física do Charmonium .....	24
2.3 Alguns Decaimentos do Charmonium não explicados teoricamente .....	27
<b>3 Explicações?</b>	<b>29</b>
3.1 Perspectivas .....	29
3.2 Efeitos de Massa .....	33
3.3 Diquarks .....	33
3.4 <i>Instantons</i> .....	35
<b>4 Processo de Formação e Decaimento do Estado <math>^1D_2</math> do Charmonium</b>	<b>37</b>
4.1 Um exemplo Interessante .....	37
<b>Conclusão</b>	<b>50</b>





# Figuras

1.1	Diagrama para o espalhamento elementar $ab \rightarrow cd$ .....	12
1.2	Espalhamento elástico $AB \rightarrow CD$ no sistema do C. M. de $A$ e $B$ .....	14
1.3	Diagramas típicos correspondentes á $\hat{M}_H$ para o espalhamento elástico $pp$ ....	15
1.4	Diagrama típico de $\hat{T}_H$ para um bárion .....	17
2.1	(a) decaimento OZI permitido, (b) decaimento OZI proibido .....	23
2.2	Decaimento do <i>charmonium</i> em léptons e hádrons .....	27
4.1	Diagramas de Feynman para o processo elementar $c\bar{c} \rightarrow qQ\bar{q}\bar{Q}$ .....	43

# Introdução

O objetivo desta tese é chamar a atenção dos físicos experimentais de altas energias para um particular processo de formação e subsequente decaimento de um estado do *charmonium*, do qual não se tem informação ainda, ou seja,  $p\bar{p} \rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma$ .

O decaimento  ${}^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$ , relacionado por inversão temporal a  $p\bar{p} \rightarrow {}^1D_2$ , é proibido pela QCD perturbativa, mas, outros decaimentos, que envolvem diferentes estados da família do *charmonium*, também o são e já foram observados; destes, talvez, o mais notável, seja o decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  [1]. Utilizando modelos fenomenológicos, que procuram levar em conta efeitos não-perturbativos, como o de *diquarks*, correções de massa e indução por *instantons*, valores para o *branching ratio* e para a largura de decaimento da reação em  $p\bar{p}$  são fornecidos. Como as escalas de massa e de momento transferido envolvidas neste decaimento não garantem *a priori* a validade da QCD perturbativa, dados precisos sobre o processo seriam de grande utilidade. Como será visto no capítulo 4, os valores previstos por esses modelos não chegam a dar uma contribuição significativa ao processo em questão.

Contudo, como avaliar a validade destas predições, sem dados? Medições precisas da

razão de ramificação e da distribuição angular do processo  $p\bar{p} \rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma$  poderiam provar que qualquer um dos modelos acima citados descreve satisfatoriamente efeitos não-perturbativos ou, por outro lado, abrir espaço para uma nova geração de modelos fenomenológicos voltados para a explicação deste e de outros decaimentos de mésons charmosos.

Este trabalho está inserido em um projeto maior do grupo de fenomenologia do LAFEX/CBPF que, em colaboração com um grupo da Universidade de Turim, vem, há alguns anos, investigando a possibilidade de descrever, fenomenologicamente, alguns efeitos não-perturbativos em QCD.

No Capítulo 1, faz-se uma introdução simples à QCD e aos efeitos de spin no esquema de Brodsky-Farrar-Lepage, que estão implícitos nas equações que aparecem no Capítulo 5, além de uma descrição geral de como tratar um processo exclusivo.

Uma breve apresentação do conceito de charme e da física do *charmonium* é apresentada no Capítulo 2.

No Capítulo 3, são introduzidos, ainda que de forma resumida, os modelos utilizados para prever a largura do decaimento considerado. Nele são citados alguns resultados bem sucedidos destes modelos, que, na verdade, nos motivaram a utilizá-los.

Os cálculos feitos a partir dos modelos apresentados no Capítulo 3 e os respectivos resultados obtidos estão no Capítulo 4, que traz a contribuição original da tese.

Alguns comentários finais aparecem nas Conclusões.

Esta tese baseia-se nos trabalhos: “Charmonium state formation and decay:  $p\bar{p} \rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma$ ”, por M. Anselmino, F. Caruso, F. Murgia e M. R. Negrão, aceito para

publicação na *Phys. Rev. D*; dos mesmos autores, “ Could we understand the  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$  charmonium decay?”, trabalho apresentado por M. Negrão no XVENFPC, realizado em Angra dos Reis de 4-8/10/94., a ser publicado nos *Anais* do encontro. •

# Capítulo 1

## Um pouco de QCD

### 1.1 Breve histórico

Na primeira metade do século, o núcleo atômico foi estudado com muito interesse por Rutherford, Bohr e Heisenberg, entre outros. Até 1932, ano em que Chadwick descobriu o nêutron, apenas três partículas eram conhecidas: o elétron, o próton e o fóton.

O período que se sucedeu à descoberta do nêutron foi extraordinariamente fecundo para o estudo das partículas elementares e suas interações, pois muitas novas partículas foram descobertas (hoje são conhecidas mais de cem) e novas visões do mundo subnuclear começaram a surgir. Por exemplo, em 1932, foi descoberto o pósitron que havia sido previsto teoricamente por Dirac nos anos 1930-31; o neutrino foi postulado por Pauli em

1931-33 a partir do estudo teórico do decaimento  $\beta$ ; usando técnicas de raios cósmicos foram descobertos os mésons  $\mu$  e  $\pi$ . Daí em diante uma grande quantidade de partículas como  $K$ ,  $\rho$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Delta$  etc. foi descoberta.

Em 1911, foram publicados os resultados da análise de uma experiência de espalhamento de partículas  $\alpha$  por uma lâmina metálica delgada, realizada por Rutherford, admitindo que os átomos possuem centros espalhadores (os *núcleos*), eletricamente carregados, de dimensões 10 mil vezes menores que o raio característico dos átomos. Para a Física de Partículas, o resultado de maior impacto deste experimento foi o início da era de uma nova técnica experimental de investigação da estrutura íntima da matéria, através do que se convencionou chamar de *experimento de alvo fixo*, onde um feixe de partículas (*sondas*) incide sobre um alvo em repouso no laboratório.

A partir dos anos 30/40, pouco a pouco, firmou-se a idéia de que novas interações fundamentais desempenhavam um papel importante na física sub-atômica: tratam-se das forças fortes e fracas.

Apesar de todo o esforço experimental e teórico, foi lento o progresso obtido na compreensão da natureza das interações fortes. Já era claro, no final da década de 50 e início da década de 60, que as constantes de acoplamento típicas destes processos não permitiam o uso da teoria de perturbações, que era o mais poderoso meio conhecido (na eletrodinâmica quântica e nas interações fracas) de computar grandezas físicas de interesse para a Física de Partículas. Isto motivou o desenvolvimento de várias abordagens novas do problema das interações fortes: o estudo da estrutura analítica da matriz  $S$  de espalhamento buscando compreender a dinâmica destas interações, os pólos de Regge [2],

as cordas duais e mais de uma dezena de modelos fenomenológicos.

Em 1968, foi feito um experimento de alvo fixo no *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC), muito importante para o desenvolvimento futuro da Física de Partículas, que ficou conhecido na literatura como espalhamento profundamente inelástico. Neste experimento, alvos de hidrogênio e deutério foram bombardeados por elétrons de altas energias. Da análise dos dados obtidos do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton ( $ep$ ) foi possível inferir que a carga elétrica do próton está localizada em pequenos centros espalhadores de spin  $1/2$  e sem estrutura, batizados de *partons* por Feynman [3].

Em vários momentos na história da Física, explorar as simetrias dos fenômenos naturais tem sido o único modo de fazer avançar o conhecimento. Ou porque o fenômeno considerado é muito complexo e não se consegue resolver as equações de movimento, ou porque sequer dispomos de uma teoria dinâmica capaz de descrever as interações nele envolvidas. Por exemplo, no caso dos espalhamentos píon-próton ou próton-próton a baixas energias não temos, ainda hoje, uma teoria que nos permita calcular as seções de choque com a precisão dada pela Eletrodinâmica Quântica (QED) como os cálculos da seção de choque do espalhamento lépton-lépton. Nesses casos, argumentos de simetria são úteis para fazer previsões e dar passos importantes para o futuro estabelecimento de uma teoria fundamental.

A interação forte é, talvez, o melhor exemplo da importância do uso das simetrias em Física de Partículas. Além de várias simetrias exatas, que se manifestam também em outras interações, a este tipo de interação estão associadas várias simetrias aproximadas, como as de *isospin* e *hipercarga*, por exemplo.



Para descrever estas simetrias aproximadas, são importantes os grupos unitários especiais  $SU(2)$  e  $SU(3)$  [4]. A classificação dos hádrons em multipletos de  $SU(3)$ , na década de 60, levou Gell-Mann [5] e Zweig [6] a proporem um modelo, onde os hádrons seriam compostos de entidades mais simples chamadas *quarks*<sup>1</sup>, conhecido hoje como *modelo a quarks*. É importante ressaltar que, para Gell-Mann, os quarks eram apenas entidades matemáticas úteis para explicar certas regularidades dos hádrons. Dentro desta visão, Gell-Mann levanta a possibilidade também da existência dos *diquarks* (estados ligados de dois *quarks*).

Porém, a realidade dinâmica dos quarks não foi aceita prontamente. Os estudos experimentais e teóricos do espalhamento profundamente inelástico tiveram um papel dos mais relevantes para esta aceitação. A maior dificuldade deve-se, sem dúvida, ao fato de que ainda não foi possível observar quarks livres. Desta forma, toda a fenomenologia das interações fortes envolve, até hoje, apenas os hádrons. Isto equivale a dizer que, a rigor, a realidade a que nos referimos está, de certa forma, ligada a um regime assintótico de grandes energias e grandes impulsos transferidos, onde os constituintes se comportam efetivamente como objetos *quase livres*. Esta característica, conhecida como liberdade assintótica, é apresentada pelas teorias de calibre (*gauge*) não-abelianas, como foi mostrado, em 1973, por Politzer [7], Gross e Wilczek [8] e é verdadeira desde que o número de famílias dos campos fermiônicos envolvidas não seja muito grande. Em particular, a

---

<sup>1</sup>campos fermiônicos de spin 1/2, carga elétrica fracionária, aos quais, hoje em dia, atribui-se um número quântico chamado cor (em número de três) e outros chamados genericamente de sabor (em número de seis).

Cromodinâmica Quântica (teoria de gauge cujo grupo de simetria das transformações no espaço das cores é o  $SU(3)$ ) aceita no máximo 16 famílias de quarks<sup>2</sup>. O resultado do espalhamento inelástico  $ep$ , combinado com os dados de um espalhamento análogo induzido por neutrinos [10], permitiu a identificação dos *partons* com os *quarks*, que haviam sido introduzidos na física hadrônica através de estudos de simetrias das interações fortes [4].

No espalhamento profundamente inelástico, a estrutura interna dos hádrons é normalmente investigada usando-se feixes de elétrons, múons e neutrinos. Teoricamente falando, esta é uma boa escolha visto que as partículas usadas como sondas são elementares dentro dos limites experimentais atuais e, portanto, seus acoplamentos com os bósons vetoriais intermediários ( $\gamma, W^\pm, Z^0$ ) da teoria eletro-fraca são bem definidos. Até o momento não foi possível saber se as partículas que se encontram no interior dos hádrons são realmente puntiformes ou se esta conclusão deve-se, somente, ao fato de que limitações físicas não nos permitem atingir energias suficientemente altas para que uma possível estrutura interna dos partons (quarks) seja revelada.

A Cromodinâmica Quântica é uma teoria de campos do tipo Yang-Mills [11] renormalizável que descreve a interação de campos fermiônicos, via campos vetoriais não-abelianos de spin 1, sem carga elétrica (mas com carga de cor), que formam octetos no espaço das cores. São os chamados glúons, que além de interagirem com os quarks, interagem entre si<sup>3</sup>.

---

<sup>2</sup>Um grupo de simetria  $SU(N)$  consiste de todas as matrizes unitárias  $N \times N$  com determinante igual a um. Os geradores do grupo  $SU(3)$  são as oito matrizes de Gell-Mann [9].

<sup>3</sup>Um grupo é não-abeliano quando seus geradores não comutam, e uma teoria é dita não-abeliana quando seus *quanta* de campo podem interagir diretamente.

A constante de acoplamento forte é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi}(33 - 2n_f) \log(\frac{Q^2}{\mu^2})} \quad (1.1)$$

onde  $\mu^2$  é a massa de renormalização,  $n_f$  o número de sabores ( $\lesssim 16$ ) e  $Q$  o quadrimomento transferido ( $Q^2 = -q^2$ ).

O fato de não existirem quarks livres na natureza é devido a um fenômeno conhecido como confinamento que ocorre na região do infravermelho, isto é,  $Q^2 \rightarrow 0$  (onde  $Q$  é o quadrimomento transportado pelo glúon virtual nas interações). Entretanto, quase nada é conhecido sobre o comportamento das interações fortes nesta região. Já na região onde  $Q^2 \rightarrow \infty$ , tem-se que o acoplamento efetivo das interações fortes tende a zero (liberdade assintótica).

Para ser um teste útil da QCD perturbativa, é importante que o processo considerado envolva uma interação a curta distância, *i.e.*, a escala característica de  $Q^2$  deve ser grande, para que  $\alpha_s(Q^2)$  seja suficientemente pequena, justificando a validade da teoria de perturbação. Grandes energia e impulso transferidos são necessários para justificar a *aproximação de impulso* usada nos cálculos do modelo a partons. Através do princípio da incerteza, o requisito de energia grande garante que a escala de tempo da interação seja pequena, assim podemos ignorar as interações com os partons “expectadores” (*i.e.*, com os constituintes que não estão diretamente envolvidos no sub-processo da reação). Um grande valor de impulso, por exemplo, garante que o processo ocorra em uma região espacial pequena onde  $\alpha_s$  seja pequeno.

Os problemas típicos da QCD podem ser separados em duas categorias distintas. Há

a fase perturbativa, ou ultravioleta, característica de processos cuja escala de massa é muito grande quando comparada à escala intrínseca da QCD ( $\approx 100 \text{ MeV}$ ). Essa fase é dita perturbativa em consequência da liberdade assintótica e, tipicamente, envolve a análise ou computação explícita de diagramas de Feynman. Alguns exemplos que podem ser tratados perturbativamente são: espalhamento profundamente inelástico entre léptons e hádrons e a produção de  $\mu^+\mu^-$  em colisões hadrônicas (espalhamento de Drell-Yan [12]).

Entre os problemas tipicamente não-perturbativos, estão os do espectro dos bárions e mésons e também a análise das funções de distribuição (funções de estrutura) dos partons nos hádrons.

O fenômeno do confinamento, ou seja, a observação de que quarks e glúons não são detetados livres na natureza, apesar de serem (quase) livres a altas energias, ou o problema relacionado de que hádrons não têm cor são, também, característicos da fase não-perturbativa.

A simetria de *gauge* da QCD implica em massa nula para os glúons (a presença de termos de massa para campos de *gauge* destrói a invariância de *gauge* da Lagrangeana); no entanto, um conjunto deles pode se associar em estados ligados com massas que variam de  $\approx 200 \text{ MeV}$  a  $\approx 2 \text{ GeV}$ , chamados *glueballs* (bolas de glúons ou bolas de grude) [13, 14]. As equações de movimento clássicas das teorias de *gauge* têm soluções com energia finita e topologias não-triviais, os *instantons* [15], que afetam de maneira essencial o vácuo quântico. Tantos os *glueballs* como os *instantons* já foram invocados para tentar explicar a largura observada para o decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ , mas sem sucesso até o presente.

Concluindo esta seção, é interessante dizer que a riqueza de dados disponíveis em

escalas de energia e impulsos transferidos onde a QCD perturbativa não se aplica deve ser encarada como grande estímulo para o desenvolvimento da fenomenologia hadrônica.

## 1.2 Processos Exclusivos

Considera-se a reação exclusiva genérica  $AB \rightarrow CD$  no âmbito da QCD, *i.e.*, procura-se descrevê-la a nível de choque entre os constituintes elementares, quarks e glúons, que compõem os hádrons envolvidos na reação.

Já que a aplicabilidade da QCD perturbativa é limitada à região de grandes momentos transferidos, *i.e.*, de grandes valores de  $Q^2$  tais que  $\alpha_s(Q^2)$  seja pequeno, é preciso limitar-se ao estudo de reações exclusivas a grandes ângulos. Entre as várias tentativas feitas [16], apenas aquela mais comumente aceita e mais geral, conhecida como esquema de Brodsky-Farrar-Lepage [17] será discutida nesta seção.

O problema é portanto o seguinte: pode-se ampliar, o esquema utilizado para descrever as reações inclusivas do tipo  $AB \rightarrow CX$ , à descrição das exclusivas? A primeira diferença imediata é que para os processos inclusivos é permitido somar as seções de choque elementares, enquanto que para as reações exclusivas, é preciso somar as amplitudes de espalhamento, dado que os diversos processos elementares possíveis levam ao mesmo estado final  $CD$ .

Uma reação inclusiva, *i.e.*, do tipo  $AB \rightarrow CX$  (ver figura 1.1) pode ser descrita pelo modelo a partons simples (quarks e glúons livres) utilizando-se:

(i) a hipótese, justificada em parte pela física de jatos, de que é possível fatorizar o processo elementar a partir do processo de hadronização;

(ii) a densidade de probabilidade de encontrar um quark do tipo  $a$  dentro do hadron  $A$  com fração de impulso  $x_a$ ,  $q_a^A(x_a)$ . Estas funções são as mesmas medidas no Espalhamento Profundamente Inelástico;

(iii) a função de fragmentação de um quark  $c$  em um hadron  $C$  tendo uma fração  $z$  de seu impulso,  $D_c^C(z)$ . Em tais funções, escondemos nossa ignorância sobre o processo de hadronização (independente) dos quarks. Elas podem ser medidas através da reação  $e^+e^- \rightarrow CX$ ;

(iv) As seções de choque ( $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ ) para os espalhamentos elementares  $ab \rightarrow cd$ , calculadas perturbativamente.

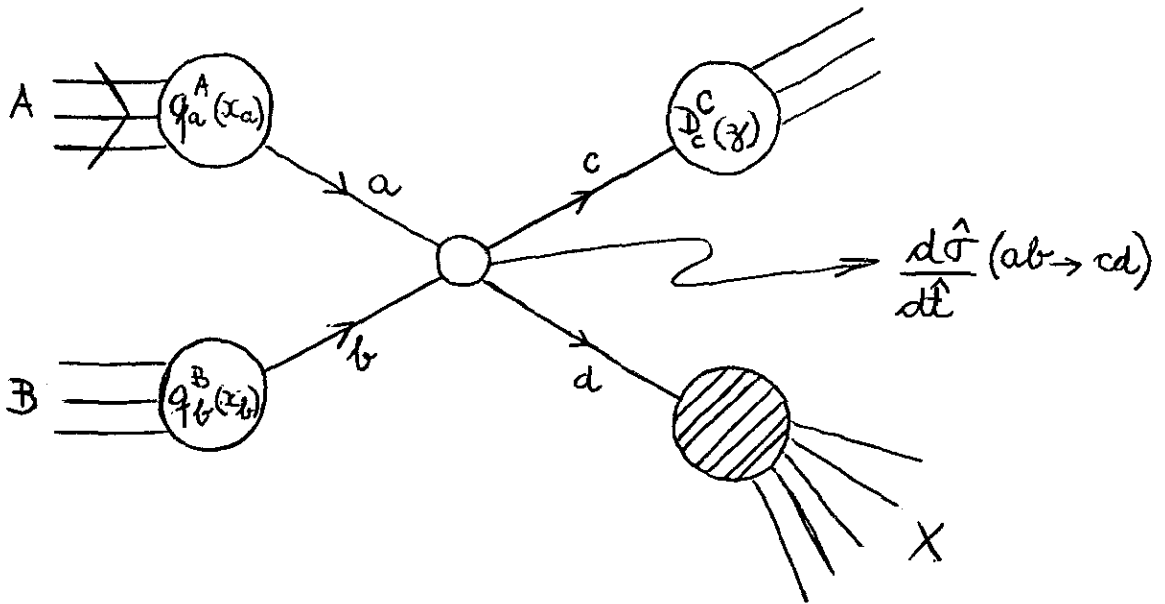


Figura 1.1: Diagrama para o espalhamento elementar  $ab \rightarrow cd$ .

O processo da fig.(1.1) é descrito, portanto, pela equação:

$$\frac{E_C d\sigma^{AB \rightarrow CX}}{d^3p_C} = \sum_{a,b,c,d} \int dx_a dx_b \frac{1}{\pi z} \frac{d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} q_a^A(x_a, Q^2) q_b^B(x_b, Q^2) D_C^c(z, Q^2) \quad (1.2)$$

onde

$$\begin{aligned} z &= -(x_a t + x_b u)/(x_a x_b s), \\ s &= (P_A + P_B)^2 \approx 2P_A P_B, \\ t &= (P_A - P_C)^2 \approx -2P_A P_C, \\ u &= (P_B - P_C)^2 \approx -2P_B P_C, \\ \hat{t} &= (p_A - p_C)^2 \approx -2p_A p_C \approx (x_a/z)t \end{aligned} \quad (1.3)$$

No esquema de Brodsky-Farrar-Lepage para descrever o processo exclusivo  $AB \rightarrow CD$  a grandes ângulos, conforme já mencionamos, a eq.(1.1) deve ser substituída por outra que relaciona a amplitude de espalhamento do processo observado  $AB \rightarrow CD$  com a amplitude de espalhamento duro entre os constituintes elementares. A nova equação, supondo uma cinemática colinear entre os constituintes hadrônicos, é a seguinte:

$$M^{AB \rightarrow CD}(s, \theta) = \int \prod_i [dx_i] \phi_C^*(x_C, Q^2) \phi_D^*(x_D, Q^2) \hat{M}_H(x_i; s, \theta) \phi_A(x_A, Q^2) \phi_B(x_B, Q^2) \quad (1.4)$$

onde, para cada  $i = A, B, C, D$ ;  $[dx] = \prod_{j=1}^n dx_j \delta(1 - \sum_{j=1}^n x_j)$ .  $M^{AB \rightarrow CD}(s, \theta)$  é a amplitude de espalhamento para o processo  $AB \rightarrow CD$ , no sistema do centro de massa de  $A$  e  $B$ .

Os hádrons  $A, B, C$  e  $D$  são considerados como formados pelos quarks de valência, paralelos entre eles e cada um dos quais carrega uma fração  $x_j$  do impulso do hadron

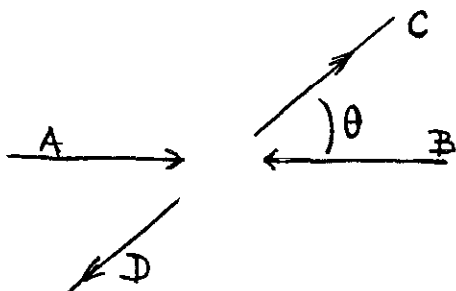


Figura 1.2: Espalhamento elástico  $AB \rightarrow CD$  no sistema do C. M. de  $A$  e  $B$ .

( $\sum_{j=1}^n x_j = 1$ ,  $n$  = número de quarks de valência). Os  $\phi_i(x_i, Q^2)$  são as funções de onda efetivas do hadron, que dizem como os vários quarks dividem entre si o impulso total e contêm os efeitos intrinsecamente não-perturbativos, típicos dos fenômenos de hadronização. A quantidade  $|\phi|^2$ , integrada sobre todos os  $x_j$  exceto um, relaciona-se de algum modo às funções de distribuição  $\phi(x, Q^2)$  que obedecem a equação de evolução em  $Q^2$  de Altarelli-Parisi [18]. Eventuais impulsos transversos dos quarks com relação à direção do hadron são desprezados. As configurações nas quais os hádrons, além dos quarks de valência, contêm também quarks do mar ou glúons são também desprezadas, enquanto a elas corresponderiam  $\hat{M}_H$  de ordem superior em  $\alpha_s$ .  $\hat{M}$  é a amplitude de espalhamento elementar duro, através da qual os  $n_A + n_B$  quarks paralelos iniciais são desviados, em ordem mais baixa em QCD, de um ângulo de espalhamento  $\theta$ .

Como se vê da figura (1.3), o número mínimo de glúons que devem ser trocados entre os vários quarks, de modo que todos sejam ligados entre si (para ser possível formar de novo estados finais com três quarks paralelos), é, para  $pp \rightarrow pp$ , cinco. Para a colisão méson-méson, dever-se-iam trocar, pelo menos, três glúons e para méson-bárion, quatro. A descrição da colisão  $pp \rightarrow pp$  pelo esquema da equação (1.3) requer, então, que sejam somados todos os diagramas do tipo daqueles da fig. (1.3), quer dizer, todos os diagramas



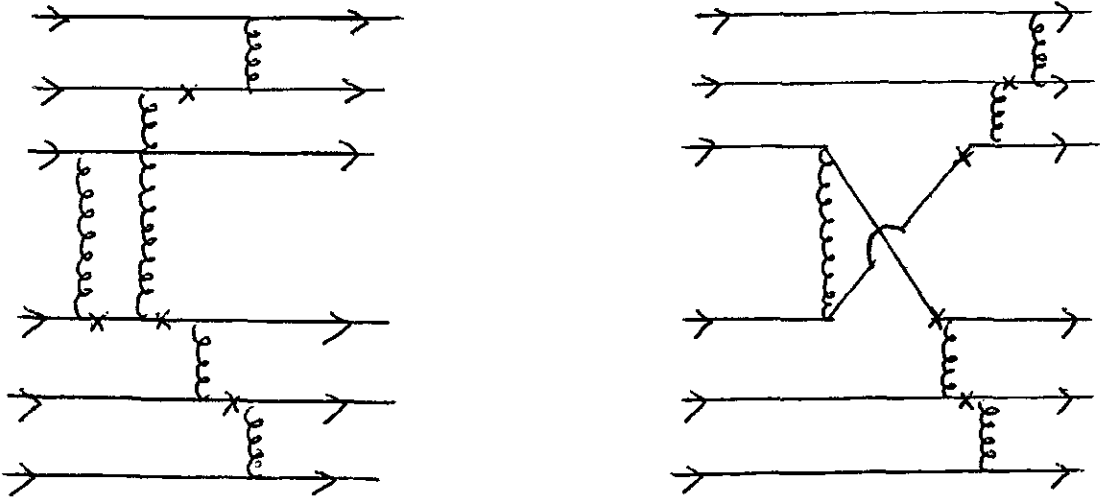


Figura 1.3: Diagramas típicos correspondentes a  $\hat{M}_H$  para o espalhamento elástico  $pp$ .

onde se troquem, em todos os modos possíveis, cinco glúons entre os dois conjuntos de quarks. Este número é enorme ( $\approx 500000$ ) e torna tal tarefa extremamente difícil.

A situação melhora no caso, por exemplo, do choque  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ , no qual o número de diagramas é  $\approx 100$ . Todavia, existem outras dificuldades, como a presença de singularidades no caminho de integração em  $x_i$ , além da nossa ignorância das funções de onda  $\phi(x, Q^2)$ . O cálculo explícito de processos exclusivos segundo o esquema da eq.(1.3) só foi feito até agora para casos muito simples, como  $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$  e  $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$  (com problemas) e  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ .

O esquema de Brodsky-Lepage permitiu, todavia, que se fizessem outras previsões imediatas que estão em ótimo acordo com os dados experimentais [19].

Considerando ainda o caso  $pp \rightarrow pp$  e os diagramas da fig (1.3), é possível calcular o comportamento das amplitudes como função de  $Q^2$ , a ângulo de espalhamento fixo, simplesmente contando o número de quarks fora da camada de massa (*off-shell*): cada

um deles contribui com um fator  $1/Q^2$  à amplitude de espalhamento. Na fig.(1.3) cada quark *off-shell* é indicado por uma cruz e tem-se então  $M^{pp \rightarrow pp} \approx [1/Q^2]^4$  a  $\theta$  fixo e  $Q^2$  grande. Como

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{1}{s^2} |M|^2 \quad (1.5)$$

tem-se

$$\frac{d\sigma^{pp \rightarrow pp}}{dt} \approx \left(\frac{1}{s}\right)^{10} \quad (1.6)$$

( $Q^2 \approx s$  a grandes ângulos). É fácil convencer-se que, em geral, para cada espalhamento  $AB \rightarrow CD$  a grande  $Q^2$ , tem-se:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CD}}{dt} \underset{\substack{(s \rightarrow \infty; \\ \theta = \text{fixo})}}{\approx} f(\theta) \left[\frac{1}{s}\right]^{n_A + n_B + n_C + n_D - 2} \quad (1.7)$$

onde  $n$  é o número mínimo de constituintes de cada hádron.

As equações anteriores são as *dimensional counting rules*, em ótimo acordo com os dados experimentais. Em QCD, elas são modificadas por potências de  $\ln Q^2$  provenientes de  $\alpha_S$  e da evolução em  $Q^2$  das  $\phi(x, Q^2)$ .

É claro que as configurações hadrônicas dominantes são aquelas só com os quarks de valência; para cada constituinte a mais se adicionaria, à amplitude, um fator  $\alpha_s/Q^2$ .

Uma outra ótima predição da QCD aplicada a processos exclusivos refere-se aos fatores de forma eletromagnéticos dos hádrons. Analogamente à equação (1.3), o fator de forma de um hádron é dado por;

$$F(Q^2) = \int [dx][dy] \phi^*(y, Q^2) \hat{T}_H(x, y; Q^2) \phi(x, Q^2) \quad (1.8)$$

que exprime a convolução usual das funções de onda iniciais e finais com a amplitude de espalhamento duro elementar  $\hat{T}_H$ . No caso de um bárion, um típico diagrama correspondente a  $\hat{T}_H$  é dado pela fig (1.4).

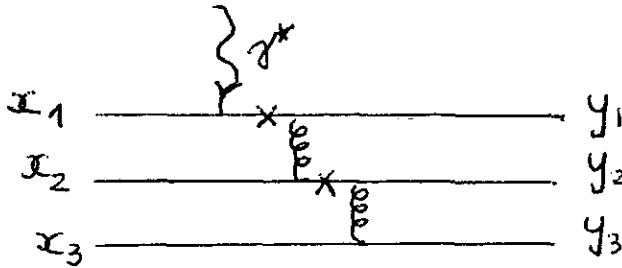


Figura 1.4: Diagrama típico de  $\hat{T}_H$  para um bárion.

De novo, contando o número de quarks *off-shell*, obtem-se o andamento de  $F(Q^2)$  a grandes  $Q^2$ . Encontra-se, para um hádron com  $n$  quarks de valência

$$F(Q^2) \approx \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2} \right]^{n-1} \tag{1.9}$$

onde escreve-se explicitamente também as potências de  $\alpha_s$  (uma para cada glúon trocado). Existem dados precisos sobre o fator de forma eletromagnético do próton, para valores de  $Q^2 \gtrsim 15(GeV/c)^2$ , que estão em perfeito acordo com a equação acima para  $n = 3$ .

### 1.3 A Supressão de Helicidade

O acoplamento de quarks e glúons é do tipo  $\bar{u}(p')\gamma^\mu u(p)$ , isto é, vetorial. Tal acoplamento conserva a helicidade (a projeção do spin na direção do impulso) no limite em que

se desprezam termos da ordem de  $m_q/E_q$  (onde  $m_q$  é a massa e  $E_q$  a energia do quark).

Os operadores de projeção (no limite em que  $m_q \ll E_q$ ) são dados por  $(1 \pm \gamma_5)/2$ .

Assim, indicando os quarks de helicidade  $\lambda = \pm$  por  $u_\pm$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)u_\pm = u_\pm \\ \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)u_\pm = 0 \\ \bar{u}_\pm \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5) = \bar{u}_\pm \\ \bar{u}_\pm \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) = 0 \end{array} \right.$$

Tem-se desta forma:

$$\begin{aligned} \bar{u}_\pm \gamma^\mu u_\mp &= \bar{u}_\pm \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \gamma^\mu \frac{1 \mp \gamma_5}{2} u_\mp = \\ &= \bar{u}_\pm \gamma^\mu \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \frac{1 \mp \gamma_5}{2} u_\mp = 0, \end{aligned} \quad (1.10)$$

onde  $\gamma_5^2 = 1$ .

A mesma conclusão é válida também no caso do acoplamento  $\bar{u}\gamma_5\gamma^\mu u$ , *i.e.*, pseudo-vetorial.

Considerando agora as amplitudes de espalhamento elementares, vê-se que elas contêm sempre acoplamentos do tipo  $\bar{u}\Gamma u$ , onde  $\Gamma$  é uma matriz  $\gamma$  ou o produto de um número ímpar delas. Cada produto de um número ímpar de matrizes  $\gamma$  pode ser reduzido a combinações simples de  $\gamma$  ou  $\gamma_5\gamma$ . Consequentemente, cada tipo de vértice que aparece conserva a helicidade, *i.e.*, a helicidade de um quark inicial é a mesma do quark final numa interação vetorial. Tem-se, em geral, para cada processo  $AB \rightarrow CD$  descrito pelo esquema de Brodsky-Lepage, ainda que admitindo possíveis trocas de quarks finais:

$$\lambda_A + \lambda_B = \lambda_C + \lambda_D \quad (1.11)$$

onde  $\lambda_i$  é a helicidade da partícula  $i$  ( $i = A, B, C, D$ ) dada pela soma das helicidades dos quarks componentes.

A equação (1.11) é conhecida como regra de soma de helicidades e, neste esquema, funciona como uma regra de seleção com consequências imediatas sobre efeitos de spin observáveis. Tais consequências estão praticamente em desacordo com todos os dados experimentais disponíveis [19].

Qual pode ser a razão deste desacordo?

Os dados experimentais provêm de experimentos feitos a energias e ângulos de espalhamento correspondentes a valores de  $Q^2$  na região  $\approx 5 \lesssim Q^2 \lesssim 15(\text{GeV}/c)^2$ . Como foi visto dos dados sobre fator de forma eletromagnético, as predições da QCD perturbativa são válidas para valores de  $Q^2 \gtrsim 15(\text{GeV}/c)^2$ . Pode ser, portanto, que para a escala de valores de  $Q^2$ , correspondente aos dados disponíveis hoje, não sejam ainda desprezíveis os efeitos não-perturbativos, os quais não são levados em conta no esquema de BFL acima descrito. Diante deste quadro, é de essencial importância que se obtenham dados a valores mais altos de  $Q^2$ ; se o desacordo ainda continuar, todo o esquema deve ser revisto. É digno de nota que tal esquema não faz uso, apenas, da QCD perturbativa. Há ainda as funções de onda hadrônicas e a hipótese de fatorização. A escolha limitada a configurações com quarks paralelos e sobre a camada de massa (*on mass shell*) poderia revelar-se uma ulterior simplificação excessiva, especialmente a energias não altíssimas. Os efeitos de spin, em geral, são testes muito mais severos para uma teoria, do que os baseados em quantidades ponderadas e somadas sobre os spins, pois são sensíveis a diferenças de fase entre as diversas amplitudes de espalhamento que não são relevantes em processos não

polarizados.

# Capítulo 2

## Um pouco de charme

### 2.1 Charme

Em novembro de 1974 uma nova ressonância muito estreita foi descoberta através da aniquilação  $e^+e^-$  com energia do c.m. próxima a  $2.1 \text{ GeV}$  em Stanford (USA) [21]. O grupo, chefiado por B. Richter, chamou a esta ressonância de  $\psi$  e anunciou a descoberta numa reunião em que estava presente S. Ting, do MIT, que já havia descoberto esta mesma partícula numa experiência de colisão próton-próton que realizara no Brookhaven National Laboratory, em Nova Iorque, ainda não divulgada. Ting deu a esta partícula o nome de  $J$  e, por isso, este estado ficou mais tarde conhecido como méson  $J/\psi$ . O méson  $J/\psi$  não carrega nenhum novo número quântico, tem uma massa inesperadamente grande

( $M = 3097 MeV$ ) e uma largura de ressonância extremamente pequena ( $\Gamma = 0.063 MeV$ )!. Como ele interage fortemente, sua vida média  $\tau$  deveria ser da ordem de  $\approx 5 \times 10^{-24} s$ , o que é equivalente a uma largura de decaimento  $\Gamma \approx 100 MeV$ . No entanto, sua largura atípica (menor do que 1% da largura de um típico méson pesado) logo convenceu vários físicos de que este méson não se encaixaria no esquema  $SU(3)$  [4]. Tanto o  $J/\psi$  como uma segunda ressonância estreita,  $\psi'$ , observada pouco depois do  $\psi$ , a  $2.7 GeV$ , foram imediatamente interpretados como estados ligados de mais baixa energia de um novo quark e seu antiquark,  $c\bar{c}$ .

Este novo quark,  $c$ , havia sido sugerido como um ingrediente fundamental na teoria das interações fracas dos hádrons por alguns autores [22]. De acordo com Bjorken e Glashow [23] o nome do novo número quântico associado ao quark  $c$  é *charme*. Pelas datas das referências vê-se que o *charme* havia sido postulado antes de sua descoberta. Em 1976, S. C. C. Ting e B. Richter [24] receberam o prêmio Nobel de Física pela descoberta do  $J/\psi$ . Esta descoberta inaugurou um novo capítulo na Física de Partículas e nos anos que se seguiram outras partículas charmosas foram descobertas [25].

O quark  $c$  difere de  $u$ ,  $d$  e  $s$  pelo número quântico de *charme* ( $C$ );  $u$ ,  $d$  e  $s$  têm  $C = 0$ , enquanto o quarto quark,  $c$ , tem  $C = 1$ . O *charme* é um número quântico aditivo (tipo carga) como a terceira componente de isospin ( $I_3$ ) e a hipercarga ( $Y$ ). Há também um antiquark  $\bar{c}$  com  $C = -1$ . Os outros números quânticos do quark  $c$  são  $I = I_3 = 0$  ( $I = isospin$ ) e  $Y = 0$ . Desta forma,  $c$  é um *singlete* com respeito a  $SU(3)$ , e, ao invés do *triplete* fundamental tem-se agora um *quadripleto* como a menor representação do grupo de simetria. A classificação de mésons e bárions, incluindo os charmosos, passa então



a ser feita através do grupo de simetria  $SU(4)$  [4]. No  $SU(4)$ , a conhecida fórmula de Gell-Mann-Nishijima deve ser generalizada para incluir o charme  $c$ . A fórmula é

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y + C. \tag{2.1}$$

Este novo número quântico suprime fortemente o decaimento do  $J/\psi$  induzido por interações fortes, devido à regra OZI. Esta regra foi proposta independentemente por Okubo (1963), Zweig (1964) e Iizuka (1966) e postula que “diagramas de quarks desconexos são suprimidos em relação aos conexos”. Na prática, isto significa que reações hadrônicas são suprimidas (OZI proibidas) quando seus diagramas de quarks são tais que não se pode traçar uma linha contínua de quarks entre os hádrons iniciais e os finais [25], ou seja, quando não há fluxo de sabor. A Fig 2.1.a mostra um exemplo de processo não suprimido pela regra OZI, enquanto a Fig.2.1.b apresenta um diagrama suprimido por esta regra.

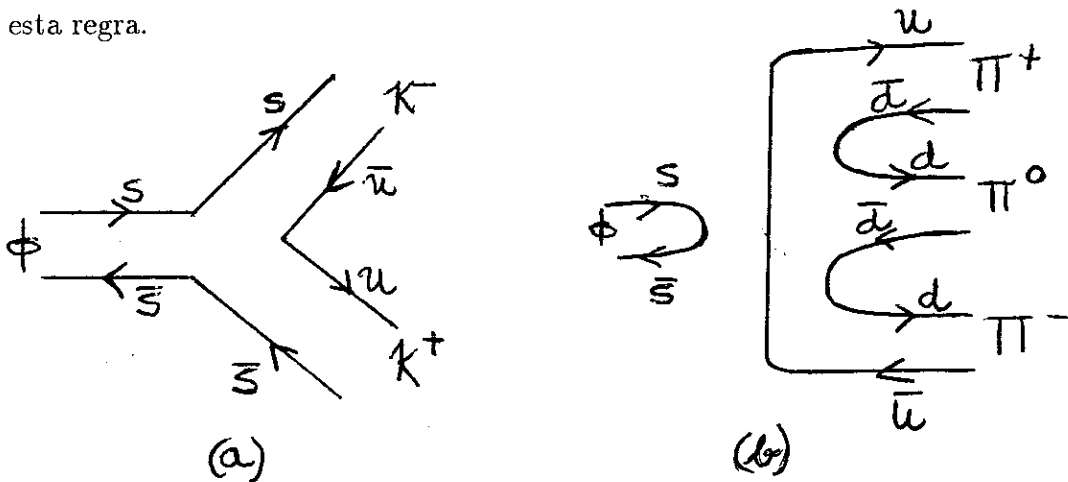


Figura 2.1: (a) decaimento OZI permitido, (b) decaimento OZI proibido.

## 2.2 A Física do Charmonium

*Charmonium* [25, 26] é a denominação genérica para o conjunto de estados ligados de um quark e um antiquark charmosos,  $c\bar{c}$  (méson com *charme* oculto), análogo ao *positronium* (estado ligado  $e^+e^-$ ). Como o *positronium*, o *charmonium* possui níveis que são caracterizados pelos seguintes números quânticos:  $J$  (momento angular total),  $L$  (momento angular orbital dos quarks),  $S$  (spin total),  $P$  (paridade espacial do nível),  $C$  (paridade de carga) e  $n_r$  (número quântico radial). Como no caso dos átomos comuns e no *positronium*, os níveis com  $L = 0, 1, 2, 3, \dots$  são chamados de  $S, P, D, \dots$ . Mésons com  $S = 1$  são conhecidos como *ortocharmonium* e os que possuem  $S = 0$  por *paracharmonium*. O estado de energia mais baixa do *ortocharmonium* com  $L = 0$  ( $^3S_1$ ) é o méson  $J/\psi$ , e o estado mais baixo do *paracharmonium* com  $L = 0$  ( $^1S_0$ ) é o méson  $\eta_c$ . Orto-estados com  $L = 1$  e  $J = 0, 1, 2$  são denotados de  $\chi_{c0}, \chi_{c1}$  e  $\chi_{c2}$ , respectivamente.

A descrição do *charmonium*, incorporando idéias da QCD, pode ser feita em termos de teoria de potencial fazendo-se as seguintes suposições [25]:

- (a) os quarks do tipo  $c$  são pesados e, portanto, a dinâmica não-relativística pode ser usada para a ordem mais baixa e as correções relativísticas devem ser pequenas;
- (b) a troca de um glúon deve dominar a pequenas distâncias e o potencial correspondente deve-se comportar como um potencial de Coulomb, *i.e.*, como  $\frac{1}{r}$  para pequenos valores de  $r$  (liberdade assintótica);
- (c) a grandes distâncias o potencial deve ser confinante para obedecer à suposição de

que quarks não podem aparecer como partículas livres;

(d) canais acoplados podem ser importantes acima do limiar  $D\bar{D}$  (mésons com *charme* aberto) onde os decaimentos são permitidos pela regra de Okubo-Zweig-Iizuka;

(e) aniquilação em partículas leves são proibidas por esta regra.

Já que quarks e glúons são “coloridos”, enquanto que os hádrons formam singletos de cor, deve-se analisar como o acoplamento  $SU(3)$  é modificado pelos fatores de cor, antes de determinar a constante de acoplamento para o potencial  $\frac{1}{r}$ .

O potencial de troca de um glúon a pequenas distâncias é dado por [25]:

$$\lim_{r \rightarrow 0} V_g \approx -\frac{4\alpha_s}{3r}. \quad (2.2)$$

A questão de como o potencial confinante deve-se comportar a grandes distâncias ainda não foi esclarecida. Várias sugestões foram feitas:

- (i) um potencial que cresce linearmente;
- (ii) um potencial oscilador harmônico;
- (iii) um potencial crescendo como  $r^\delta$  com  $1 \leq \delta \leq 2$ ;
- (iv) um potencial crescendo logaritmicamente.

Há condições, gerais que devem ainda ser impostas sobre a parte confinante de  $V(r)$ , para garantir o correto ordenamento dos níveis de energia do espectro de estados *charmonium*:

$$E(1S) < E(1P) < E(2S) < E(1D) < \dots \quad (2.3)$$

Estas condições são

$$\left\{ \begin{array}{l} \forall r \left\{ \begin{array}{l} \frac{d^3}{dr^3}(r^2 V_c) > 0 \\ \frac{d}{dr} \left[ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( 2V_c + r \frac{dV_c}{dr} \right) \right] < 0 \end{array} \right. \\ \lim_{r \rightarrow 0} \left[ 2r V_c + r^2 \frac{dV_c}{dr} \right] = 0 \end{array} \right. \quad (2.4)$$

Tais condições são satisfeitas por qualquer potencial da forma

$$\begin{aligned} V_c(r) &\propto r^\delta, \\ 0 &< \delta < 2, \end{aligned} \quad (2.5)$$

assim como por potenciais logarítmicos

$$V_c(r) \propto \ln r. \quad (2.6)$$

Em particular, estas condições são satisfeitas por um potencial fenomenológico do tipo:

$$V(r) = \frac{a}{r} + br \quad (2.7)$$

conhecido como potencial de Cornell [28], que permite uma boa descrição dos estados  $c\bar{c}$ .

Apesar de conter muitas ambigüidades, a representação do *charmonium* pelo modelo acima, é razoavelmente satisfatória, pois fornece uma descrição, não apenas qualitativa, dos estados  $c\bar{c}$  (o estado  ${}^3D_1$  foi predito antes de ser observado experimentalmente). Entretanto, não seria razoável insistir na busca de uma descrição mais quantitativa do quadro experimental, já que nenhum modelo de potencial pode, a princípio, fornecer uma descrição realista da situação.

## 2.3 Alguns decaimentos do charmonium não explicados teoricamente

Num modelo não-relativístico de um estado ligado de férmion-anti-férmion (como o *charmonium*) o decaimento deste estado em léptons e hádrons pode ser mediado por fótons e glúons conforme mostra a figura(2.1) onde o estado final  $f$  pode ser  $l^+l^-$  ou hádrons.

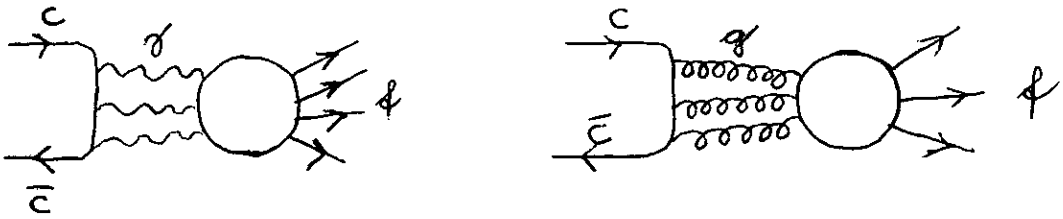


Figura 2.2: Decaimento do *charmonium* em léptons e hádrons.

Neste esquema, para que se possa prever a largura de decaimento em estados puramente leptônicos, basta saber o valor da função de onda do *charmonium* na origem. Para as larguras hadrônicas é preciso, ainda, saber com que probabilidade os glúons se convertem nos hádrons considerados. Alguns exemplos simples podem ser encontrados em [25].

No que diz respeito ao tema desta tese, é importante ressaltar que vários decaimentos hadrônicos de estados charmosos em dois corpos são proibidos pela QCD perturbativa

[20, 27] mas são observados e medidas as suas larguras. Suas taxas de decaimento são comparáveis e, algumas vezes, até maiores do que as dos decaimentos permitidos [29]. Os exemplos mais conhecidos são os canais  $J/\psi \rightarrow VP$  [30] e  $\eta_c \rightarrow B\bar{B}, VV$  [31], onde  $P$  é um méson pseudo-escalar,  $V$  é um méson vetorial e  $B$  um bárion. De fato, as taxas de decaimento observadas para  $J/\psi \rightarrow \rho\pi, K^*\bar{K}$  e  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}, \rho\rho, \varphi\varphi, K^*\bar{K}^*$  são difíceis de explicar através da QCD perturbativa tradicional. Recentemente, o acoplamento do estado  $^1P_1$  a  $p\bar{p}$  foi também estabelecido [32], embora seja igualmente proibido pela regra de conservação de helicidade da QCD perturbativa não-massiva [33].

É, entretanto, digno de nota que, dada a mesma escala de energia e de valores intermediários de  $Q^2$  envolvida, o modelo a quarks descreve bem alguns outros canais de decaimento do *charmonium* em mésons. De fato, os *branching ratios* preditos para os decaimentos  $\{\chi_{c0}, \chi_{c2}, \psi, \psi'\} \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $\{\psi, \psi'\} \rightarrow K^+K^-$  estão em bom acordo com as medidas experimentais [20, 34, 35]. Na escala intermediária de  $Q^2$  o modelo apresenta dificuldades em prever corretamente as larguras de decaimento em bárions, indicando que deve existir algo de fundamentalmente diferente entre as estruturas dos bárions e dos mésons.

Concluindo, certos decaimentos da família do *charmonium* são ainda um bom laboratório teórico. No próximo capítulo, serão resumidos alguns esforços no sentido de tentar estabelecer um modelo capaz de explicar a origem dinâmica das larguras medidas experimentalmente, muito maiores do que o esperado.

# Capítulo 3

## Explicações?

### 3.1 Perspectivas

Decaimentos de mésons pesados em hádrons são considerados, em geral, um bom teste para a QCD perturbativa. Os quarks pesados no estado inicial podem ser tratados na aproximação não-relativística e os decaimentos são mediados pela troca de glúons duros, conforme foi visto no capítulo anterior, que criam pares  $q\bar{q}$ , os quais se tornam os hádrons finais observados. No limite de  $Q^2$  muito grande a fatorização da amplitude de decaimento de mésons pesados ( $Q$ ) em uma parte de interação mole e outra dura é perfeitamente justificável. Neste caso, foi visto que o processo de criação de pares  $q\bar{q}$ , a partir do méson pesado  $Q\bar{Q}$ , pode ser calculado usando-se a QCD perturbativa e fez-se

usando a convolução das amplitudes deste processo com as funções de onda dos hádrons que descrevem o processo mole de hadronização.

No entanto, na prática, os decaimentos charmosos [47, 48, 49, 50, 51, 1], ocorrem em regiões de  $Q^2$  de apenas alguns  $GeV^2$ , onde não é claro se o esquema acima, baseado na QCD perturbativa, pode dar uma descrição correta do decaimento ou se outros efeitos não-perturbativos ainda são relevantes e não devem ser desprezados. A comparação entre a teoria e a experiência mostra que há fracassos e sucessos na utilização da QCD perturbativa, sugerindo que em alguns casos, ao menos, correções não-perturbativas devem ser consideradas.

Normalmente afirma-se que cálculos das taxas de decaimento do  $J/\psi$  e do  $\chi_{c2} \rightarrow p\bar{p}$  estão entre os sucessos da QCD perturbativa aplicada a processos exclusivos, embora algumas críticas possam ser feitas a esta afirmativa [27, 19, 52, 53, 54]. Os valores numéricos dependem fortemente da escolha das amplitudes de distribuição dos momenta dos quarks dentro do próton: a escolha sugerida pelas regras de soma da QCD [54, 55, 56] é a que reproduz melhor os dados experimentais. Os cálculos para  $\chi_{c0,c2} \rightarrow \pi\pi$  e  $\rho\rho$  [20] também ficaram em boa concordância com os dados de  $\Gamma(\chi_{c0,c2} \rightarrow \pi\pi)$ . Para  $\Gamma(\chi_{c0,c2} \rightarrow \rho\rho)$  não há ainda dados disponíveis.

Em outros decaimentos charmosos, contudo, a QCD perturbativa não funciona. Isto acontece porque o acoplamento vetorial de glúons e quarks, no limite de quarks não massivos, conserva a helicidade do quark, como foi dito no capítulo anterior. Este fato leva à “regra de conservação de helicidade” em processos exclusivos [27], que proíbe vários decaimentos de mésons pesados em dois corpos [20]. Os pares  $q\bar{q}$  são emitidos por um



glúon altamente virtual e devem ter helicidades opostas; as helicidades dos quarks (anti-quarks) são somadas com a da partícula (antipartícula) final; assim, os pares partícula-antipartícula criados via troca de glúons duros, devem ter helicidades opostas. Isto proíbe imediatamente vários decaimentos, por exemplo,  $\eta_c, \chi_{c0} \rightarrow p\bar{p}$ . Uma partícula de spin zero não pode decair em dois férmions de helicidades opostas, por conservação de momento angular.

Há várias tentativas de solucionar fenomenologicamente os problemas relacionados com a proibição de alguns decaimentos via QCD perturbativa. A região de  $Q^2$  intermediário dos decaimentos charmosos é importante para o estudo deste tipo de problema e alguns decaimentos vêm sendo investigados na literatura. Alguns exemplos são: contribuições não dominantes (*non leading*) [38], correlações de dois quarks nos bárions [39], efeitos de massa dos quarks [41] e conteúdos gluônicos nos mésons  $J/\psi$  [30] e  $\eta_c$  [42]. Estados de Fock de ordem superior (como  $q\bar{q}g$  num méson), decrescido por potências de  $\alpha_s/Q^2$ , devem ser importantes em alguns decaimentos como  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  [38] e  $\eta_c, \chi_{c0,c2} \rightarrow w\phi$  [57], mas sua contribuição a outros processos não é clara. O momento transversal intrínseco  $k_T$  dos quarks dentro dos hádrons finais poderia ajudar, implicando em que a helicidade dos quarks não coincide exatamente com a sua projeção de spin na direção do momento do hádron, assim os pares de quarks com helicidade oposta não hadronizam necessariamente em hádrons de helicidade opostas. Esta correção deveria ser proporcional a  $k_T/m_c$ , onde  $m_c$  é a massa do quark charmoso; sua avaliação completa, contudo, não é simples. Soluções mais radicais também foram propostas, conciliando os decaimentos  $J/\psi \rightarrow \rho\pi, K^*\bar{K}$  e  $\eta_c$  tratando de componentes gluônicas dentro do  $J/\psi$  [30] e do  $\eta_c$  [42]; em tais casos, os

decaimentos análogos para  $J'$  e  $\eta'_c$  deveriam ser fortemente suprimidos, como pede a regra de conservação de helicidade. Isto é realmente observado para o  $J'$ , enquanto que para o  $\eta'_c$  ainda não há nenhum dado experimental disponível.

Como outra tentativa de superar os problemas que a QCD perturbativa não-massiva tem que enfrentar na descrição de decaimentos charmosos em  $p\bar{p}$  (e em muitos outros efeitos de spin em reações exclusivas), um modelo quark-diquark do nucleon foi introduzido e amplamente aplicado [39, 58, 59]. Correlações de dois quarks, induzidas por forças de cor na QCD, devem existir dentro dos bárions [60]: na região de  $Q^2$  intermediário dos decaimentos charmosos, tais correlações se comportam como partículas únicas efetivas: diquarks escalares ou (pseudo)vetoriais. O acoplamento dos diquarks vetoriais a glúons permite “*flips*” de helicidade, evitando assim as regras de seleção impostas pela conservação da helicidade. O modelo quark-diquark foi aplicado à descrição dos decaimentos  $\eta_c, \chi_{c0, c1, c2} \rightarrow p\bar{p}$  [39, 58] e  $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$  [59]: ele está em concordância com os dados disponíveis para  $\Gamma(\chi_{c1, c2} \rightarrow p\bar{p})$ , e dá uma resposta razoável para os dados de  $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ . Em relação aos decaimentos proibidos na QCD perturbativa, o modelo leva a um valor para  $\Gamma(\chi_{c0} \rightarrow p\bar{p})$  semelhante àqueles medidos para  $\chi_{c1, c2} \rightarrow p\bar{p}$ , que é compatível com o limite superior medido; contudo, o valor encontrado para  $\Gamma(\eta_c \rightarrow p\bar{p})$ , embora diferente de zero, vem a ser muito menor que os dados experimentais. Neste caso espera-se que contribuições gluônicas possam contribuir significativamente no processo  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  [43]. Recentemente, um modelo com quebra de simetria quiral induzida por instantons, foi usado para o cálculo de  $\Gamma(\eta_c \rightarrow p\bar{p})$  obtendo-se boa concordância com o valor medido [44].

Agora serão vistos alguns aspectos dos diversos modelos acima mencionados.



## 3.2 Efeitos de Massa

Esta é mais uma correção não-perturbativa à QCD perturbativa original. De acordo com o modelo das ref.[38, 34, 45, 46], as interações elementares entre quarks e glúons são calculadas segundo as regras de Feynman para a QCD perturbativa, atribuindo aos quarks leves massas de alguns MeV. Na região de  $Q^2$  pequeno, contudo, deve-se pensar que os quarks constituintes, isto é, os quarks rodeados por suas nuvens de pares  $q\bar{q}$  e glúons, ainda agem como uma partícula única; além do mais, como foi mostrado por Weinberg [61], estes quarks constituintes podem ser tratados como meras partículas de Dirac, com os mesmos acoplamentos que para os quarks na Lagrangeana padrão, cujo grupo de simetria é o  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ . É natural, então, em regiões de  $Q^2$  pequeno, atribuir ao quark uma massa efetiva  $x m_H$ , como no modelo a partons, onde  $x$  é a fração do quadrimomento do hádron  $H$  (de massa  $m_H$ ) carregada pelo quark. Os diferentes valores de  $x$  são ponderados pela função de onda do hádron. Quarks massivos permitirão *flips* de helicidade nas amplitudes elementares, proporcionais à  $m_H/m_c$ : valores diferentes de zero para a largura de decaimentos charmosos, proibidos pela QCD perturbativa com quarks não-massivos, são esperados.

## 3.3 Diquarks

Em 1964, em seu artigo original sobre quarks [62], Gell-Mann afirmou que, uma vez

que a carga elétrica e o número bariônico são conservados exatamente, um dos quarks ( $u$  ou  $d$ ) deveria ser absolutamente estável, já que os quarks possuem carga fracionária em seu modelo. Contudo, ele diz, numa nota ao pé de página, que “há uma possibilidade alternativa de que os quarks sejam instáveis sob decaimento em um bárion mais um anti-di-quark ou um anti-bárion mais um quadri-quark. De qualquer forma, uma partícula de carga fracionária deveria ser absolutamente estável”. Esta foi a primeira vez que os diquarks foram mencionados na literatura.

Depois disso, os diquarks só foram discutidos novamente em 1966 por Ida e Kobayashi [63] e, independentemente, por Tassie e Lichtenberg [64] em 1967. Nas refs.[41] e [42] os bárions são descritos como estados ligados de um quark e um diquark.

Os diquarks podem ser escalares ou vetoriais [65]. Para reproduzir os resultados do modelo a quarks para os momentos magnéticos dos bárions, foi necessário supor a existência de uma transição entre um diquark escalar e um vetorial, isto mostra que um diquark não se comporta como um objeto elementar, mas sim como um sistema composto de dois quarks.

Rosenzweig [66] sugeriu a possibilidade de mésons charmosos serem considerados como compostos de um par diquark-antidiquark; mas, em se tratando da aplicação do modelo a diquarks à descrição de mésons exóticos [67, 68, 69], charmosos ou não, não há fortes evidências a favor desta configuração<sup>1</sup>.

O conceito de diquarks é também muito útil no tratamento do espalhamento profundamente inelástico [70, 71, 72, 73].

---

<sup>1</sup>Se quisermos ser rigorosos, são muito frágeis as evidências experimentais a favor de estados exóticos.

A utilização da idéia dos diquarks, além de simplificar alguns cálculos, também ajudou a melhorar a concordância entre a teoria e os resultados dos experimentos aos cálculos feitos com o modelo usual de quarks [74, 75].

### 3.4 Instantons

A teoria de campos de Yang-Mills apresenta algumas soluções “tipo-partícula” como, por exemplo, os *monopolos* e os *instantons* [76]. Os monopolos correspondem a campos com propriedades topológicas não-triviais no espaço ordinário tri-dimensional. Os *instantons* – também chamados de “pseudo-partículas” – correspondem a uma classe de soluções com uma estrutura topológica no espaço euclidiano quadri-dimensional. Como os sólitons, os *instantons* possuem uma extensão espacial finita, porém, ao contrário dos sólitons, são estruturas localizadas no tempo (imaginário): daí o nome *instantons*, relacionado à palavra *instante*.

Os *instantons* podem ser interpretados como eventos de tunelamento entre estados de vácuo com diferentes números quânticos topológicos [76].

Por outro lado, sabe-se que a lagrangeana de QCD é invariante pela simetria quiral, que é quebrada pela anomalia axial. Este fato acarreta também, além de efeitos perturbativos, efeitos não-perturbativos de quebra de simetria, como os necessários para resolver o problema  $U(1)$  da QCD [77]. Este fato pode sugerir que um mecanismo de quebra de simetria relacionado a estes efeitos pode vir a explicar a origem da discrepância en-

tre alguns resultados da QCD perturbativa e os dados experimentais. Nesta linha, a largura de decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  foi calculada em [78] a partir de uma interação efetiva do tipo nucleon-nucleon- $n$ -glúon (que permite o *flip* de helicidade), que incorpora efeitos não-perturbativos de quebra de simetria quiral induzidos por *instantons*.

Embora a intensidade do acoplamento efetivo do vértice acima mencionado não possa ser calculada, argumentos gerais permitem estimá-la a partir de cálculos de diferentes processos em termos de um único acoplamento [78]. Em particular, supondo que este acoplamento seja responsável pela discrepância observada [81] entre a carga axial medida do nucleon e seu valor no modelo a quarks, é possível calcular a polarização de spin no espalhamento elástico próton-próton a altas energias e pequeno momento transferido, e prever que ele satisfaz a lei de *scaling*.

Com esse modelo, os autores da ref.[78] sustentam que, apesar de uma grande supressão, processos induzidos por *instantons* são capazes de dar uma contribuição significativa ao decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ .

## Capítulo 4

# O Processo de Formação e Decaimento do Estado $^1D_2$ do Charmonium

### 4.1 Um Exemplo Interessante

Dentre os decaimentos de mésons charmosos em hádrons, proibidos pela QCD perturbativa, um será alvo de estudo neste trabalho:  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$ . O estado  $^1D_2$  do *charmonium* corresponde, na notação espectroscópica,  $^{2S+1}L_J$ , aos números quânticos  $S = 0$ ,  $L = 2$  e  $J = 2$ . A observação experimental deste decaimento seria muito interessante, porque

dentre os mecanismos não-perturbativos, revistos no capítulo anterior, invocados para explicar outros decaimentos proibidos, porém observados, nenhum é capaz de explicar uma taxa de decaimento significativa. Será visto neste capítulo, que tanto correções de massa quanto o modelo a diquarks prevêm taxas de decaimento muito pequenas. Como processos induzidos por instantons são fortemente suprimidos com o aumento dos valores de  $Q^2$  [44] e a massa do estado  $^1D_2$  é cerca de 30% maior que a do estado  $^1S_0(\eta_c)$ , espera-se que o mecanismo utilizado para explicar o decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$  não dê uma contribuição relevante neste caso.

Vamos, inicialmente, rever porque o decaimento  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$  é proibido pela QCD perturbativa não-massiva.

Este estado do *charmonium* possui números quânticos  $J^{PC} = 2^{-+}$ : conservação de paridade, de momento angular e de conjugação de carga permitem somente um estado final  $p\bar{p}$  com momento angular orbital  $L = 2$  e spin  $S = 0$ .  $S = 0$  implica que o  $p$  e o  $\bar{p}$  devam ter, no sistema de repouso do *charmonium*, a mesma helicidade, o que é proibido pelo acoplamento vetorial da QCD de glúons duros com quarks e antiquarks não massivos, como já foi visto na seção 1.3. Tal regra de seleção de helicidade, recordemos, só pode ser quebrada por termos proporcionais à  $m_q/m_c$  ou  $k_T/m_c$ , onde  $m_q$  e  $m_c$  são, respectivamente, as massas do quark leve e do quark charmoso e  $k_T$  é o momento transversal intrínseco do quark. As massas de corrente dos quarks  $u$  e  $d$  são muito pequenas comparadas à massa do quark charmoso e termos proporcionais a  $m_q/m_c$  são, de fato, desprezíveis; termos proporcionais a  $k_T/m_c$  podem ser mais relevantes, mas nenhum tratamento, compreensivo e coerente destas contribuições, junto com outros efeitos de



*higher twist*, foi feito ainda, até onde sabemos.

Do ponto de vista experimental, vários estados do *charmonium* têm sido produzidos em colisões  $p\bar{p}$ , como, por exemplo,  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c2}$ ,  $\psi$ , ... Portanto, a partir de agora, será considerado o processo de criação do estado  $^1D_2$  em aniquilações de  $p\bar{p}$ , para depois serem discutidos alguns possíveis canais de decaimento deste estado.

Para descrever o processo de formação  $p\bar{p} \rightarrow ^1D_2$ , será tomado o eixo-z coincidente com a direção do próton no sistema do centro de massa de  $p\bar{p}$ . Neste caso, é evidente, pelo que foi dito acima, que o estado  $^1D_2$  só pode ser criado com a terceira componente do spin  $J_z = M = 0$ . Logo, este estado do *charmonium* é produzido num estado puro de polarização. A matriz densidade de spin deste estado, produzido na aniquilação de um par  $p\bar{p}$  não-polarizado, dada em geral por<sup>1</sup>:

$$\rho_{MM'}(^1D_2) = \frac{1}{N} \sum_{\lambda_p \lambda_{\bar{p}}} A_{M; \lambda_p \lambda_{\bar{p}}} A_{M'; \lambda_p \lambda_{\bar{p}}}^* \quad (4.1)$$

com

$$N = \sum_{\lambda_p \lambda_{\bar{p}}; M} |A_{M; \lambda_p \lambda_{\bar{p}}}|^2 \quad (4.2)$$

reduz-se, neste caso, a uma única componente não nula

$$\rho_{00}(^1D_2) = 1. \quad (4.3)$$

Esta propriedade peculiar vai-se refletir na distribuição angular do decaimento  $^1D_2$ .

Um decaimento radioativo, que se espera que seja observado com uma grande taxa de

---

<sup>1</sup>Nas equações acima,  $A_{M; \lambda_p \lambda_{\bar{p}}}$  são as amplitudes de helicidade para o processo  $p\bar{p} \rightarrow ^1D_2$ , e  $\lambda_p, \lambda_{\bar{p}}$  são respectivamente as helicidades de  $p$  e  $\bar{p}$ .  $M$  e  $M'$  denotam a componente z do spin de  $^1D_2$  e  $p(\bar{p})$  movem-se ao longo da direção  $\hat{z}(-\hat{z})$ .

ramificação, é

$$^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma, \quad (4.4)$$

que é dominado por uma transição de dipolo elétrico.

A distribuição angular de uma partícula  $E$  em um decaimento genérico do tipo  $C \rightarrow E + F$ , no sistema de repouso de  $C$ , é dada por [85]:

$$W(\theta_E, \phi_E) = \frac{2J+1}{4\pi} \sum_{e,f,c,c'} |M_c(e,f)|^2 e^{i\phi_E(c-c')} d_{c\mu}^J(\theta_E) \rho_{c'c}(c) d_{c',\mu}^J(\theta_E) \quad (4.5)$$

onde  $e, f, c, \bar{c}$  são helicidades e  $\theta_E$  e  $\phi_E$  são, respectivamente, os ângulos de decaimento polar e azimutal e:

$$\begin{aligned} \mu &= e - f \\ \sum_{e,f} |M_c(e,f)|^2 &= 1 \end{aligned}$$

O módulo quadrado da amplitude  $|M_c(e,f)|^2$  depende da dinâmica da reação.

Resolvendo a equação (4.5), no caso particular de interesse,  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma$ , para o qual  $c = c' = 0$ ,  $\rho_{00} = 1$ ,  $J = 2$ ,  $e = -1, 0, 1$  e  $f = -1, 1$ , tem-se que a distribuição angular do fóton é dada simplesmente por:

$$W_\gamma(\theta) = \frac{1}{8}(5 - 3\cos^2\theta) \quad (4.6)$$

onde  $\theta$  é o ângulo polar do fóton e uma integração foi feita sobre o ângulo azimutal.

A observação de tal distribuição angular em aniquilações  $p\bar{p}$  exclusivas deve ser um claro sinal da formação e do decaimento do estado  $^1D_2$ ; a cadeia completa dos processos a serem procurados, de acordo com os decaimentos observados, ou esperados, do estado

$^1P_1$  [32], é:

$$p\bar{p} \rightarrow ^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma \rightarrow (\eta_c\gamma)\gamma \rightarrow (\gamma\gamma)\gamma \quad (4.7)$$

ou

$$p\bar{p} \rightarrow ^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma \rightarrow (J/\psi\pi^0)\gamma \rightarrow (e^+e^-\pi^0)\gamma. \quad (4.8)$$

A massa esperada do estado  $^1D_2$  é  $M_D = (3788 \pm 7)MeV$  [87].

Uma análise mais geral dos processos em cascata (4.7) e (4.8) foi feita na ref.[40]; em particular, de um estudo da distribuição angular dos dois fótons obtida no decaimento  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma \rightarrow \eta_c\gamma\gamma$  podem-se obter os valores das amplitudes de helicidade para o processo  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1\gamma$  e a expressão para a distribuição angular do fóton  $W_\gamma(\theta)$ . No caso de dominância da transição de dipolo elétrico  $E1$  (conforme se espera) os resultados da ref.[40] estão de acordo com a eq. (4.6); caso outras amplitudes de multipolos contribuam ao decaimento (como  $M2$  e  $E3$ ), pode-se encontrar na ref.[40] uma correção explícita para a eq. (4.6).

Conforme já foi mencionado, os estados do *charmonium*  $^1S_0$  ( $\eta_c$ ),  $^3S_1$  ( $J/\psi$  e  $\psi'$ ),  $^3P_1(\chi_{c1})$  e  $^3P_2(\chi_{c2})$  foram observados em acoplamentos  $p\bar{p}$ ; as razões de ramificação correspondentes,  $BR(^{2S+1}L_J \rightarrow p\bar{p})$ , são tipicamente da ordem de  $10^{-4}$  a  $10^{-3}$  [29]. Curiosamente, a razão de ramificação de  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ , que deveria ser zero de acordo com a QCD perturbativa (em ordem mais baixa), é uma das maiores dentre os decaimentos do *charmonium*. Recentemente, também o  $^1P_1$  foi observado em canais  $p\bar{p} \rightarrow ^1P_1 \rightarrow J/\psi\pi^0$  [32], com uma estimativa para o produto das duas razões de ramificação  $BR(^1P_1 \rightarrow p\bar{p})BR(^1P_1 \rightarrow J/\psi\pi^0) \approx 10^{-7}$ . Note que, semelhantemente ao que ocorre para o estado  $^1D_2$ , também

o decaimento  $^1P_1$  em  $p\bar{p}$  é proibido pela QCD perturbativa [33]. O estado  $^3P_0$  ainda não foi observado, mas presume-se que isto seja devido à sua pequena razão de ramificação ( $\lesssim 10^{-2}$ ) para o canal  $J/\psi\gamma$ ; isto faz com que seja difícil de se detectar o méson  $\chi_{c0}$  através do processo completo no qual se tem procurado tal estado:  $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$ . Processos em cascata análogos para estados  $^3P_1$  e  $^3P_2$  são muito mais favoráveis, já que as razões de ramificação destes estados em  $J/\psi\gamma$  são, respectivamente,  $\simeq 0.27$  e  $0.13$  [29].

Assim, é natural esperar uma taxa de ramificação  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$  semelhante à observada para outros estados de *charmonium*. Contudo, isso seria muito difícil de ser explicado, conforme será visto a seguir, consirerando-se várias contribuições, que descrevem efeitos não-perturbativos possíveis, a tal processo: diquarks, efeitos de massa e *instantons*.

Vamos iniciar pela contribuição dos diquarks.

A expressão geral para a amplitude de helicidade para um decaimento de um estado  $^{2S+1}L_J$  em dois bárions,  $A_{JM\bar{L}S}^{\lambda_B\lambda_{\bar{B}}}$ , é dada por [19, 39]:

$$\begin{aligned}
 A_{JM\bar{L}S}^{\lambda_B\lambda_{\bar{B}}} &= \sum_{\lambda_c\lambda_{\bar{c}}} \left[ \frac{2L+1}{4\pi} \right]^{1/2} C_{\lambda_c-\lambda_{\bar{c}}\lambda}^{(1/2)(1/2)S} C_{0\lambda\lambda}^{LSJ} \\
 &\times \int d^3k M_{\lambda_B\lambda_{\bar{B}};\lambda_c\lambda_{\bar{c}}}(\theta; \alpha, \beta, k) D_{M\lambda}^{J*}(\beta, \alpha, 0) \psi_c(k), \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

onde  $\psi_c$  é a função de onda do *charmonium*,  $\lambda = \lambda_c - \lambda_{\bar{c}}$  (diferença entre as helicidades do quark  $c$  e do anti-quark  $\bar{c}$ ) e, no modelo a diquarks,

$$\begin{aligned}
 M_{\lambda_B\lambda_{\bar{B}};\lambda_c\lambda_{\bar{c}}} &= \sum_{\lambda_q\lambda_{\bar{q}};\lambda_Q\lambda_{\bar{Q}};Q} \int dx dy \psi_{B,\lambda_B}^*(y) \psi_{B,\lambda_B}^*(x) \\
 &\times \delta_{\lambda_B;\lambda_q+\lambda_Q} \delta_{\lambda_{\bar{B}};\lambda_{\bar{q}}+\lambda_{\bar{Q}}} T_{\lambda_q\lambda_{\bar{q}};\lambda_Q\lambda_{\bar{Q}};\lambda_c\lambda_{\bar{c}}}, \quad (4.10)
 \end{aligned}$$

e  $\psi_{B,\lambda_B}$  são as funções de onda dos bárions. O momento relativo do sistema  $c\bar{c}$ ,  $k$ , foi

expresso em coordenadas esféricas em termos dos ângulos polar e azimutal  $\alpha$  e  $\beta$ .

O estado considerado possui conjugação de carga  $C = 1$ . Os processos elementares correspondentes são representados pelos seguintes diagramas de troca de dois glúons:

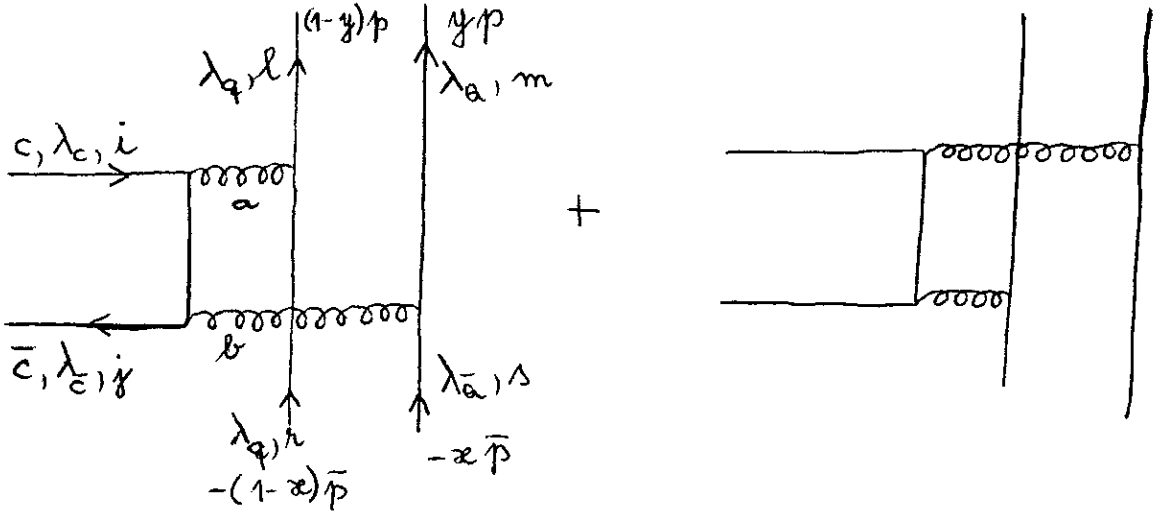


Figura 4.1: Diagramas de Feynman para o processo elementar  $c\bar{c} \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$

O estado final bariônico de interesse nesta tese envolve somente próton e anti-próton; o próton possui a seguinte função de onda de  $SU(6)$  [82, 83]:

$$\begin{aligned} \varphi_{p,(\lambda_p=\pm 1/2)}(x) &= \frac{\pm F_N}{\sqrt{18}} \{ \phi_2(x) [\sqrt{2}V_{\pm 1}(ud)u_{\mp} - 2V_{\pm 1}(uu)d_{\mp}] + \phi_3(x) \times \\ &\times [\sqrt{2}V_0(uu)d_{\pm} - V_0(ud)u_{\pm}] \mp [2\phi_1(x) + \phi_3(x)]S(ud)u_{\pm} \}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

As funções  $\phi_i(x)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) são as distribuições dos momentos lineares dos diquarks normalizados como  $\int_0^1 dx \phi_i(x) = 1$  para os quais ainda não existe uma prescrição teórica e, portanto, são consideradas como funções fenomenológicas;  $V_{\lambda}(ud)$  representa um diquark vetorial ( $ud$ ) com helicidade  $\lambda$ .  $F_N$  é a constante de hadronização, com dimensão de massa, análoga à constante de decaimento do pión  $F_{\pi}$ . Pode-se também introduzir uma

violação de  $SU(6)$  nesta função de onda via a seguinte parametrização [39]:

$$\begin{aligned}\phi_2(x) &= \phi_3(x) = \sqrt{2}\phi_V(x) \sin \Omega, \\ 2\phi_1(x) + \phi_3(x) &= 3\sqrt{2}\phi_S(x) \cos \Omega.\end{aligned}\quad (4.12)$$

Variando o ângulo  $\Omega$  as componentes vetorial e escalar ganham diferentes pesos (para  $\Omega = \pi/4$  a função de onda de  $SU(6)$  é recuperada).

A expressão explícita das amplitudes de helicidade para o decaimento do estado  $^1D_2$  foi calculada em [19, 39] e é dada por<sup>2</sup>:

$$\begin{aligned}A_{\pm\pm;M}(^1D_2) &= \mp i \frac{2^9 \sqrt{15}}{3^4} \pi^3 \alpha_s^2 F_N^2 R''(0) \frac{m_c^2}{m_p} (m_c^2 - m_p^2)^2 d_{M\lambda}^2(\theta) \times \\ &\int_0^1 dx dy 12 \varphi_{23} G_2 y (x-y)^3 \left[ \frac{1}{g_1^2 g_2^2 d^6} \right]_{k=0}.\end{aligned}\quad (4.13)$$

onde  $\alpha_s$  é a constante de interação forte,  $R''(0)$  é a derivada segunda da função de onda do *charmonium* calculada na origem e  $g_1$ ,  $g_2$  e  $d$  são funções de  $x$ ,  $y$  e massas do *charm* e do próton, cujas definições explícitas podem ser encontradas na ref.[39].

De posse da equação (4.13) pode-se calcular a largura de decaimento de estados não-polarizados do *charmonium* em  $p\bar{p}$ , cuja expressão geral (para estados de spin  $J$ ) é [39]:

$$\Gamma = \frac{1}{8(2\pi^5)} \frac{(m_c^2 - m_p^2)^{1/2}}{m_c} \sum_{\lambda_p, \lambda_{\bar{p}}; M} \frac{1}{2J+1} \int d\Omega |A_{\lambda_p \lambda_{\bar{p}}; M}|^2 \quad (4.14)$$

Para o estado  $^1D_2$  ( $J=2$ ) obtém-se, então:

$$\Gamma(^1D_2 \rightarrow p\bar{p}) = \frac{2^{13} \pi^2 m_c^3}{3^7 m_p^2} (m_c^2 - m_p^2)^{9/2} \alpha_s^4 |F_N|^4 |R''(0)|^2 I^2 \quad (4.15)$$

onde  $I$  denota a integral múltipla que aparece na eq.(4.13)

<sup>2</sup>Na ref.[39], o estado  $^1D_2$  é chamado de  $f_2$  e a notação mais moderna para este estado é  $f_{c_2}$ .

Para poder estimar a largura  $\Gamma(p\bar{p} \rightarrow ^1D_2)$ , é preciso que se conheça o valor de  $R''(0)$ . Pode-se expressar  $R''(0)$  em termos da largura total de decaimento hadrônico do estado  $^1D_2$ , como se explica a seguir. A largura de decaimento de  $^1D_2$  em dois glúons, calculada em [39], é dada por:

$$\Gamma(^1D_2 \rightarrow gg) = \frac{32}{3} \frac{\alpha_s^2}{M_D^6} |R''(0)|^2. \quad (4.21)$$

Supondo-se que a largura de decaimento hadrônico total do  $^1D_2$  seja aproximadamente dada pela equação (4.21), pode-se estimar a razão de ramificação  $BR(^1D_2 \rightarrow p\bar{p})$ , tomando a razão das equações (4.15) e (4.21), de modo que a quantidade desconhecida  $R''(0)$ , que aparece nas duas equações, se cancela.

Calculou-se numericamente esta razão, para diferentes escolhas das funções  $\phi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), que aparecem nas eqs.(4.11, 4.12), feitas na ref.[39]. Devido ao fator  $(x - y)^3$ , dominante na integração da eq. (4.13), encontra-se, com uma pequena dependência na escolha das amplitudes de distribuição  $\phi_i$ , um valor muito pequeno para a razão de ramificação:

$$BR(^1D_2 \rightarrow p\bar{p}) \approx 10^{-8} \quad (4.22)$$

Verifica-se, portanto, que correlações de dois quarks (modelo a diquarks) não poderiam explicar uma taxa de ramificação para o decaimento  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$  da ordem de  $10^{-4}$ ; uma componente de diquark vetorial no próton permite a mudança de helicidade no acoplamento glúon-diquark vetorial [39], mas os valores numéricos vêm a ser muito pequenos.

Serão analisados agora os efeitos de correção de massa sobre as amplitudes de decaimento.

Correções de massa para decaimentos charmosos “proibidos” foram considerados na ref.[41] para  $\eta_c, \chi_{c0} \rightarrow p\bar{p}$ : para cada quark no interior do próton é considerada uma massa de constituinte  $m_q = xm_p$  e os quarks do tipo *c* no estado *charmonium* de massa  $M$  têm uma massa  $M_c = M/2$ . Estas correções levam a valores mensuráveis de  $\Gamma(\chi_{c0} \rightarrow p\bar{p})$ , mas a valores muito pequenos para  $\Gamma(\eta_c \rightarrow p\bar{p})$ , na verdade um fator  $\approx 10^{-4}$  menor que os dados. Seguindo o mesmo procedimento e notação que foram usados na ref.[41] calculam-se as amplitudes de helicidade para o decaimento  ${}^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$ . As únicas amplitudes diferentes de zero são:

$$\begin{aligned}
 A_{++;M}(\theta) = -A_{--;M}(\theta) = & \frac{32}{27} \sqrt{\frac{5}{3}} \pi^4 \alpha^3 {}_sR''(0) \frac{F_N^2}{M_D^7} \epsilon (1 - 4\epsilon^2)^2 \\
 & d_{M,0}^2(\theta) \int_0^1 dx_2 \int_0^{1-x_2} dx_3 \int_0^1 dy_2 \int_0^{1-y_2} dy_3 \\
 & \frac{1}{[x_2y_2 + (x_2 - y_2)^2\epsilon^2]} \frac{1}{[1 + x_2y_2 - x_2 - y_2 + (x_2 - y_2)^2\epsilon^2]} \frac{1}{[x_3y_3 + (x_3 - y_3)^2\epsilon^2]} \\
 & \frac{1}{[(1 - x_2)y_3 + (1 - x_2 - y_3)^2\epsilon^2]} \frac{1}{[x_2y_2 - \frac{1}{2}(x_2 + y_2) + (x_2 - y_2)^2\epsilon^2]} (x_2 - y_2)^3 \\
 & \left\{ - \left[ \varphi_x(231)\varphi_y(321) - \varphi_x(132)[\varphi_y(321) + \varphi_y(123)] - [\varphi_x(132) + \varphi_x(231)]\varphi_y(123) \right] \right. \\
 & (1 - x_2 - y_3) - \left[ \varphi_x(123)\varphi_y(213) - \varphi_x(321)[\varphi_y(213) + \varphi_y(312)] \right. \\
 & \left. - [\varphi_x(321) + \varphi_x(123)]\varphi_y(312) \right] (1 - x_2) + \left[ \varphi_x(213)\varphi_y(123) - \varphi_x(312) \right. \\
 & \left. [\varphi_y(321) + \varphi_y(123)] - [\varphi_x(213) + \varphi_x(312)]\varphi_y(321) \right] (1 - x_2) \left. \right\}. \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

onde  $M_D$  é a massa do estado  ${}^1D_2$  e  $R''(0)$  é o valor da segunda derivada de sua função de onda na origem. O termo  $\varphi(i, j, k) \equiv \varphi(z_i, z_j, z_k)$  denota a amplitude de distribuição do próton no modelo a quarks e  $F_N$  é uma “constante de decaimento” dimensional relacionada ao valor da função de onda do nucleon na origem, análoga à definida anteriormente no modelo a diquarks; maiores detalhes podem ser encontrados na ref.[41]. Aqui, somente



ressalta-se que  $\epsilon$  é a razão entre a massa do próton e a massa do *charmonium*,  $\epsilon = m_p/M_D$ ; assim, no limite não-massivo,  $\epsilon \rightarrow 0$ , e  $A_{\pm\pm;M} = 0$ , como exige a QCD perturbativa.

Conhecendo as amplitudes de helicidade do decaimento, obtem-se a largura de decaimento, introduzindo uma expressão explícita [41] para as amplitudes de distribuição na equação (4.23) e, fazendo as integrações em  $x$  e  $y$ , obtem-se a largura de decaimento

$$\begin{aligned} \Gamma(^1D_2 \rightarrow p\bar{p}) &= \frac{(1-4\epsilon^2)^{\frac{1}{2}}}{40(2\pi)^4} \sum_{\lambda_p, \lambda_{\bar{p}}, M} \int_{-1}^1 d(\cos\theta) |A_{\lambda_p, \lambda_{\bar{p}}, M(\theta)}|^2 \\ &= \frac{2^5}{3^7} \pi^4 \alpha_s^6 |R''(0)|^2 |F_N|^4 \epsilon^2 (1-4\epsilon^2)^{\frac{9}{2}} \frac{K^2(\epsilon)}{M_D^4} \end{aligned} \quad (4.24)$$

onde  $K$  é a integral múltipla que aparece na equação (4.23).

$R''(0)$  é de novo eliminada de modo análogo ao que foi feito no caso do modelo a diquarks, *i.e.*, utilizando o decaimento  $^1D_2 \rightarrow gg$ . A exemplo do que ocorre na descrição do decaimento  $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ , o resultado depende fortemente da escolha das amplitudes de distribuição  $\varphi(x_1, x_2, x_3)$ . Considerando as diversas escolhas adotadas na ref.[41] obtem-se

$$10^{-12} \lesssim BR(^1D_2 \rightarrow p\bar{p}) \lesssim 10^{-8} \quad (4.25)$$

A faixa de valores possíveis para o BR, mostrada na equação (4.25), indica claramente como correções de massa não poderiam dar conta da eventual observação do decaimento  $^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$ ; os pequenos valores obtidos para a razão de ramificação são principalmente devidos ao fator  $(x_2 - y_2)^3$  contido na amplitude de decaimento, equação (4.23), a exemplo do que ocorre no modelo a diquarks. Isto é semelhante ao que acontece também no processo  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ , onde correções de massa são também muito pequenas devido ao fator

# Conclusão

A principal conclusão deste trabalho diz respeito à predição de uma largura,  $\Gamma$ , para o decaimento  ${}^1D_2 \rightarrow p\bar{p}$  da ordem de  $10^{-12} \lesssim \Gamma \lesssim 10^{-8} \text{ GeV}$ . Chega-se a esta previsão considerando-se as seguintes contribuições à amplitude de decaimento: diquarks, correções de massa e *instantons*. Embora pequena, esta largura não é igual a zero como prevê a QCD perturbativa, em ordem mais baixa<sup>3</sup>.

Por outro lado, foi mencionado neste trabalho que vários decaimentos de estados do *charmonium* ainda não foram teoricamente explicados, dentre os quais destaca-se, por exemplo, o decaimento do estado  ${}^1S_0(\eta_c)$  em  $p\bar{p}$ , cuja largura observada é  $\Gamma(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) \approx (1.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$  [1]. Ora, esta largura medida — que também não é explicada pela QCD perturbativa — é muitas ordens de grandeza maior do que a prevista por modelos que levam em conta diquarks e correções de massa, embora pareça poder ser explicada via *instantons* [44].

Este fato, por si só, reforça a opinião de *Mme. I. Curie* de que um argumento exclu-

---

<sup>3</sup>Contribuições de ordem superior são difíceis de serem avaliadas e, até o presente, não foram calculadas, pelo que se sabe.

em cascata:

$$\begin{aligned}
 p\bar{p} &\rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma \rightarrow (\eta_c\gamma)\gamma \rightarrow (\gamma\gamma\gamma)\gamma \\
 p\bar{p} &\rightarrow {}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma \rightarrow (J/\psi\pi^0)\gamma \rightarrow (e^+e^-\pi^0)\gamma
 \end{aligned}$$

Na hipótese dessa largura ser muito diferente da prevista neste trabalho, a exemplo do que acontece com o decaimento  $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ , novos modelos deverão ser propostos e/ou modificações significativas terão que ser realizadas na teoria.

O estado  ${}^1D_2$  do *charmonium* poderia ser procurado em uma região específica de massa, em torno do valor  $M_D \approx 3788 \text{ MeV}$  [87] nas reações acima citadas, que devem apresentar uma peculiar distribuição angular do fóton que acompanha o estado  ${}^1P_1$  na segunda etapa destas reações. De fato, neste caso, o estado  ${}^1D_2$  é criado num estado puro de spin com  $J_z = 0$ . Se, como se espera, seu decaimento for dominado por uma transição  $E1$ , tem-se uma distribuição angular simples, como a que é dada pela eq. (4.5). Na realidade, se outras amplitudes de multipolos contribuírem para este decaimento, seus pesos relativos podem ser avaliados medindo-se a distribuição angular do decaimento subsequente do estado  ${}^1P_1$ , como mostra a ref.[40]. Como se estima que o decaimento radioativo de  ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1\gamma$  possua uma significativa razão de ramificação, a busca deste estado nas reações em cascata indicadas anteriormente é perfeitamente viável. Este é também um aspecto importante para a observação experimental de um estado do *charmonium* em processos deste tipo. De fato, basta lembrar que uma das maiores dificuldades que os físicos experimentais encontram na procura do estado  ${}^3P_0(\chi_{c0})$  no processo  $p\bar{p} \rightarrow \chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$  é a pequena razão de ramificação do sub-processo

$$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma.$$

Outro aspecto favorável aos dois processos aqui propostos é que o estado  $^1D_2$ , devido a sua massa e números quânticos, não pode decair em pares de mésons com charme aberto, contendo um quark leve, como  $D\bar{D}$  e/ou  $D^*\bar{D}^*$ , que podem formar ressonâncias razoavelmente largas. Desta forma, na região de massa do estado  $^1D_2$ , não haverá “contaminação” do espectro de massa invariante obtido. Além disto, canais como  $F\bar{F}$  e  $\bar{F}^*F^*$  também têm um limiar de produção acima da massa do estado  $^1D_2$ , o que evita uma fonte de contaminação de fótons no estado final dos processos em cascata propostos. Isto porque os modos dominantes de decaimento dos mésons  $F^*$  e  $F(c\bar{s})$  são:  $F^* \rightarrow F\gamma$  (com o fóton de baixa energia, *i. e.*,  $\approx 100 \text{ MeV}$ ) e  $F \rightarrow \eta\pi \rightarrow \gamma\gamma\pi$ .

Aguardemos, portanto, os resultados experimentais.

# Bibliografia

- [1] Particle Data Group, *Phys. Rev. D*–Particles and Fields– Part I– Review of Particle Properties (1994) 1.
- [2] P. D. B. Collins, e E. J. Squires, *Regge Poles in Particle Physics*, Berlin, Springer-Verlag, 1968.
- [3] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415.
- [4] *Cf.*, por exemplo, D. B. Lichtenberg, *Unitary Symmetry and Elementary Particles*, segunda edição, New York, Academic Press, 1978.
- [5] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214, reimpresso em M. Gell-Mann e Y. Ne’eman, *The Eightfold Way*, New York, Benjamin, 1964.
- [6] G. Zweig, CERN *preprint* 8409/Th. 412 republicado em *Symmetries in Elementary Particle Physics* (A. Zichichi, Ed.), New York, Academic Press, 1965.
- [7] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.
- [8] D. Gross e F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.

- [9] T. D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory*, New York, Harwood Academic Publishers, segunda edição, 1982.
- [10] A. Donnachie e P.V. Landshoff, *Phys. Lett.* **95 B** (1980) 437.
- [11] C. N. Yang e R. L. Mills, *Phys.* **96** (1954) 191.
- [12] S. D. Drell e T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 181; **25** (1970) 316.
- [13] A. Santoro, “Dualidade e Bolas de Grude”, *Anais da Escola de Verão Jorge A. Swieca – Partículas e Campos*, 1983.
- [14] F. Caruso, *Bolas de Glúons em  $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$* , Tese de Mestrado, CBPF, 1983.
- [15] R. C. Shellard, “Introdução à Cromodinâmica Quântica”, *Anais da Escola de Verão Jorge A. Swieca – Partículas e Campos*, 1983.
- [16] S. V. Drell e T. M. Yan, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 181; G. West, *ibid.* **24** (1970) 1206; D. Horn e M. Moshe, *Nucl. Phys.* **B 48** (1972) 557; J. Swezd, *ibid.* **229** (1976) 53; *Phys. Lett.* **B 93** (1980) 485 e *Phys. Rev.* **D 25** (1982) 735; P. V. Landshoff, *Phys. Rev.* **D 10** (1974) 1024; A. Donnachie e P. V. Landshoff, *Z. Phys.* **C 2** (1979) 55; M. Anselmino, *Z. Phys.* **C 13** (1982) 63.
- [17] S. J. Brodsky e G. R. Farrar, *Phys. Rev.* **D 11** (1975) 1309; G. P. Lepage e S. J. Brodsky, *Phys. Lett.* **B 87** (1979) 359; *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 545 e *Phys. Rev.* **D 22** (1980) 2157.
- [18] G. Altarelli e G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B 126** (1977) 298.

- [19] F. Caruso, *Il ruolo dei diquarks come costituenti barionici nella trattazione di processi esclusivi ad energie intermedie*, Tesi di Dottorato, Torino, 1989.
- [20] V. L. Chernyak e A. R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys. B* **201** (1982) 492 e as referências lá citadas.
- [21] J. J. Aubert *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1404; J. -E. Augustin *et.al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 1406.
- [22] M. K. Gaillard, B. W. Lee e J. L. Rosner, *Rev. Mod. Phys.* **47** (1975) 277.
- [23] J. D. Bjorken e S. L. Glashow *Phys. Lett* **11** (1964) 255.
- [24] S. C. C. Ting, *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 235; B. Richter, *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 251.
- [25] E. Leader e E. Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and the "New Physics"*, Cambridge, Cambridge University Press, 1985.
- [26] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, London, Academic Press, 1979.
- [27] S. J. Brodsky e G. P. Lepage, *Phys. Rev. D* **24** (1981) 2848.
- [28] E. Eichten *et al.*, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 3090; *ibid* **D 21** (1980) 203.
- [29] K. Hikasa *et al.*, *Phys. Rev. D* **45 II** (1992)
- [30] S. J. Brodsky, G. P. Lepage e S. F. Tuan, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 621.
- [31] M. Anselmino, F. Caruso e F. Murgia, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3218.

- [32] T. A. Armstrong *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **16** (1992) 2337.
- [33] A. Andrikopoulou, *Z. Phys. C* **22** (1984) 63.
- [34] A. Duncan e A. H. Mueller, *Phys. Lett. B* **93** (1980) 119.
- [35] S. C. Chao, *Nucl. Phys. B* **195** (1982) 381.
- [36] K. Huang, *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, Singapura, World Scientific, segunda edição, 1991.
- [37] L. B. Okun, *The Quest for the Substance of the Substance - Contemporary Concepts in Physics, v. 2*, Amsterdam, Harwood Academic Publishers, 1985.
- [38] V. L Chernyak e A. R. Zhitnitsky, *Phys. Rep.* **112** (1984) 173.
- [39] M. Anselmino, F. Caruso e S. Forte, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 1438.
- [40] F. L. Ridener e K. J. Sebastian, *Phys. Rev.* **49** (1994) 4617.
- [41] M. Anselmino, R. Cancelliere e F. Murgia, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 5049.
- [42] M. Anselmino, M. Genovese e E. Predazzi, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 1597.
- [43] M. Anselmino, M. Genovese e D. E. Kharzeev, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 595.
- [44] M. Anselmino e S. Forte, *Phys. Lett. B* **323** (1994) 71.
- [45] G. P. Lepage e S. J. Brodsky, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 2157; S. J. Brodsky e G. P. Lepage, “*Perturbative Quantum Chromodynamics*”, editado por A. H. Mueller, Singapura, World Scientific, 1989.



- [46] A. H. Mueller, *Phys. Rep.* **73** (1981) 237.
- [47] R. Brandelik *et al.*, *Nucl. Phys. B* **160** (1979) 426.
- [48] R. M. Baltrusaitis *et al.*, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 629.
- [49] C. Baglin *et al.*, *Phys. Lett. B* **172** (1986) 455.
- [50] D. Pallin *et al.*, *Nucl. Phys.* **292** (1987) 653.
- [51] T. A. Armstrong *et al.*, *Nucl. Phys. B* **373** (1992) 35.
- [52] A. Andrikopoulou, *Z. Phys. C* **24** (1984) 63.
- [53] P. H. Damgaard, K. Tsokos e E. Berger, *Nucl. Phys. B* **259** (1985) 285.
- [54] V. L. Chernyak, A. A. Oglobin e I. R. Zhitnitsky, *Z. Phys. C* **42** (1989) 569; *C* **42** (1989) 583.
- [55] V. L. Chernyak e I. R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys. B* **246** (1984) 52.
- [56] I. D. King e C. T. Sachrajda, *Nucl. Phys.*, **B 279** (1987) 785.
- [57] M. Benayoun, V. L. Chernyak e I. R. Zhitnitsky, *Nucl. Phys. B* **348** (1991) 1415.
- [58] M. Anselmino, F. Caruso, S. Joffily e J. Soares, *Mod. Phys. Lett. A* **6** (1991) 1415.
- [59] M. Anselmino e F. Murgia, *Z. Phys. C* **58** (1993) 429.
- [60] Para artigos de revisão sobre diquarks, ver, por exemplo, M. Szczekowski, *Int. Jour. Mod. Phys. A* **4** (1989) 3985; (ed.), M. Anselmino e E. Predazzi, Proceedings of the

- Wokshop Diquarks, Torino, Itália, 1989, editado por Singapura, World Scientific, 1989; M. Anselmino, E. Predazzi, S. Ekelin, S. Fredriksson e D. B. Lichtenberg, *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 1190.
- [61] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1181.
- [62] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
- [63] M. Ida e R. Kobayashi, *Prog. Theor. Phys.* **36** (1966) 846.
- [64] D. B. Lichtenberg e L. J. Tassie, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1601.
- [65] J. Carroll, D. B. Lichtenberg e J. Franklin, *Phys. Rev.* **174** (1968) 1681.
- [66] C. Rosenzweig, *Phys. Lett.* **36** (1976) 697.
- [67] A. W. Hendry e I. Hinchliffe, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 3454.
- [68] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 1444.
- [69] H. M. Chan e H. Hogassen, *Phys. Lett.* **72 B** (1977) 121.
- [70] S. Fredriksson, "The Stockolm Diquark Model", in *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, editado por M. Anselmino e E. Predazzi, Singapura, World Scientific, 1989, p. 22.
- [71] M. Anselmino, F. Caruso, J. R. T. de Mello Neto, A. Penna Firme e J. Soares, *Notas de Física*, CBPF-NF-024/94.

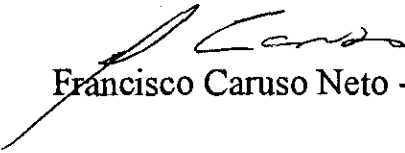
- [72] A. Penna Firme , “*Da contribuição dos diquarks à descrição de efeitos de “Higher Twist” observados no espalhamento profundamente inelástico*”, tese de mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, julho de 1994.
- [73] J. Soares, *Sobre a contribuição genérica dos diquarks escalares e pseudo-vetoriais às funções de estrutura do nucleon*, Tese de Doutorado, CBPF, fevereiro de 1995.
- [74] D. B. Lichtenberg, “Why it is necessary to consider diquarks”, in *Proceedings of the Workshop on Diquarks*, *op. cit.*
- [75] M. Anselmino, E. Predazzi, S. Ekelin, S. Fredriksson e D. B. Lichtenberg, *op. cit.*
- [76] T.-P. Cheng e L.-F. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford, Clarendon Press, 1992.
- [77] S. B. Treiman, R. Jackiw, B. Zumino e E. Witten, *Current algebra and anomalies*, Singapura, World Scientific, 1985.
- [78] M. Anselmino e S. Forte, *Phys. Rev. Lett.* **71** (1973) 223.
- [79] G.’t Hooft, *Phys. Rev. D* **14** (1976) 3432.
- [80] S. Forte, *Phys. Lett. B* **224** (1989) 189; *Nucl. Phys. B* **331** (1990) 1.
- [81] Para um artigo de revisão veja G. Altarelli, em “The Challenging Questions ”, Proceedings of the 1989 Erice School, Plenum, New York (1990). Veja também R. L. Jaffe e A. Manohar, *Nucl. Phys. B* **337** (1990) 509.
- [82] M. Anselmino, F. Caruso, S. Forte e B. Pire, *Phys. Rev. D* **38** (1988) 3516.

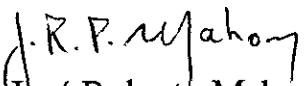
- [83] M. Anselmino, F. Caruso, P. Kroll e W. Schwieger, *Int. J. Mod. Phys. A* **4** (1989) 5213.
- [84] M. Anselmino, F. Caruso e R. Mussa, *Phys. Rev. D* **45** (1992) 4340.
- [85] C. Bourrely *et al.*, *Phys. Rep.* **59** (1980) 97.
- [86] T. A. Armstrong *et al.*, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 3037.
- [87] D. B. Lichtenberg, R. Roncaglia, J. G. Wills, E. Predazzi e M. Rosso, *Z. Phys.* **C46** (1990) 75.

**“SOBRE O PROCESSO DE FORMAÇÃO E DECAIMENTO DO  
ESTADO  $^1D_2$  DO CHARMONIUM”**


*Margarida Maria Rodrigues Negrão*

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

  
Francisco Caruso Neto - Presidente

  
José Roberto Mahon

  
Sérgio Joffily

  
Moacyr Henrique Gomes e Souza - Suplente

Rio de Janeiro, 07 de março de 1995