

BR 96 34 395

INIS-BR -- 3575

tese de doutorado

ESTADOS LIGADOS DE QUARKS E GLUONS
E
TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

ANTONIO SOARES DE CASTRO

orientador: Hélio Freitas de Carvalho

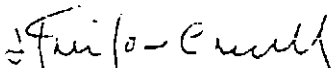
ESTADOS LIGADOS DE QUARKS E GLUONS E TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

Antonio Soares de Castro


8572

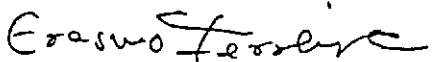
TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO DE FÍSICA DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS À OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR.

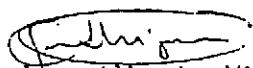
Aprovada por:


Prof. Hélio Freitas de Carvalho
(Presidente da Banca)


Prof. Antonio Carlos Baptista Antunes


Prof. Arvind Narayan Vaidya


Prof. Erasmo Madureira Ferreira


Prof. Juan Alberto Mignaco

Rio de Janeiro, RJ - BRASIL

MAIO DE 1990

CASTRO, Antonio Soares de

Estados Ligados de Quarks e Gluons e Transições Hadrônicas. Rio de Janeiro, UFRJ, IF, 1990

VII, 94 f.

Tese: Doutor em Ciências (Física)

1. *Glueball* 2. Híbrido 3. Espectroscopia 4. Transição
5. Teses

I. Universidade Federal do Rio de Janeiro - IF.

II. Título

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Hélio Freitas de Carvalho, meu orientador, por sua dedicação, compreensão e paciência em todas as fases de meu doutoramento.

Ao Prof. Antonio Carlos Baptista Antunes, colaborador desde o início de meu doutoramento, pelas calorosas discussões, críticas e sugestões.

Aos membros da banca examinadora por terem aceito o convite à participação e pelas sugestões apresentadas.

Ao Prof. José Borges de Sá pela revisão e pelas sugestões apresentadas.

Ao desenhista Carlos José Borges Delgado, por sua eficiente colaboração.

Ao CNPq, CAPES e FINEP pelo apoio financeiro.

À UNESP pelo afastamento parcial de dois dias por semana, sem os quais esta tese dificilmente poderia ser concluída.

RESUMO

Um potencial que incorpora os conceitos de confinamento e liberdade assintótica, usado anteriormente na descrição da espectroscopia de mésons e bárions, é estendido para o setor gluônico. Considerando apenas potenciais entre pares, e que gluons de valência são massivos, analisamos a espectroscopia de massas de *glueballs* e híbridos.

O espectro de massas do sistema gluon-gluon, no octeto de cor, é adotado como sendo o espectro de estados intermediários das transições hadrônicas, no formalismo da expansão em multipolos para a cromodinâmica quântica.

As correções relativísticas dependentes de spin na espectroscopia de massas do gluônio, associadas com o potencial coulombiano, são calculadas através da primeira aproximação de Born para o espalhamento gluon-gluon.

ABSTRACT

A potential which incorporates the concepts of confinement and asymptotic freedom, previously utilized in the description of the spectroscopy of mesons and baryons, is extended to the gluon sector. The mass spectroscopy of glueballs and hybrids is analyzed considering only pairwise potentials and massive constituent gluons.

The mass spectrum of the color octet two-gluon system is adopted as a suitable description of the intermediate states of hadronic transitions, within the framework of the multipole expansion for quantum chromodynamics.

The spin-dependent effects in the gluonium spectrum, associated with the Coulombian potential, are calculated through the inverted first Born approximation for the gluon-gluon scattering.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1
Capítulo I	
A CROMODINÂMICA QUÂNTICA E A ESPECTROSCOPIA HADRÔNICA	4
1. O modelo de quarks e a QCD	5
2. A espectroscopia dos mésons pesados	9
3. <i>Glueballs</i>	12
4. Híbridos	16
5. O modelo de potencial	17
Capítulo II	
A EXPANSÃO MULTIPOLAR DA QCD E AS TRANSIÇÕES HADRÔNICAS	25
1. Pré-história	26
2. A expansão em multipolos do campo gluônico	27
3. Amplitudes de transição	32
4. Taxas de transições hadrônicas	34
5. Modelos para os estados intermediários	38
6. O espectro do dipion	42
7. $\psi(3770) \rightarrow J/\psi\pi\pi$	44
Capítulo III	
ESTADOS LIGADOS DE GLUONS E TRANSIÇÕES HADRÔNICAS	47
1. A espectroscopia de mésons e bárions	48

2. O sistema gg	50
3. Cálculo das taxas de transições hadrônicas	51
4. Os espectros de massas de <i>glueballs</i> e híbridos	59
Capítulo IV	
CORREÇÕES DEPENDENTES DE SPIN NO ESPECTRO DO GLUÔNIO	65
1. Amplitudes de Feynman para o processo $gg \rightarrow gg$	66
2. O potencial de interação em curtas distâncias	71
3. Tensores esféricos	72
4. Valores esperados	75
5. O espectro do gluônio	80
Capítulo V	
CONCLUSÃO	86
BIBLIOGRAFIA	90

INTRODUÇÃO

O modelo de quarks foi introduzido para classificar a proliferação de hadrons produzidos nas experiências com aceleradores. À medida que mais hadrons foram descobertos a realidade dos quarks tornou-se evidente. Acredita-se que quarks são permanentemente confinados no interior dos hadrons e não podem ser observados livremente. Postula-se então que os quarks possuem um número quântico chamado cor, e que somente estados singletos de cor são observáveis.

A teoria das interações entre quarks é a cromodinâmica quântica ou QCD (*quantum chromodynamics*) e as partículas cuja troca é responsável pela interação entre os quarks são chamadas gluons. Gluons também possuem carga de cor e possivelmente podem dar surgimento a *glueballs* e híbridos, estados ligados similares aos hadrons ordinários.

A demonstração de que a QCD conduz ao confinamento de quarks e gluons não foi ainda possível. No entanto, o mecanismo de confinamento pode ser representado fenomenologicamente através de diversos modelos. O modelo de potencial incorpora os conceitos de liberdade assintótica e confinamento de uma maneira unificada e permite que a espectroscopia hadrônica seja descrita de modo simples. Este modelo tem sido exaustivamente utilizado no setor de quarks desde a descoberta do charmônio. Em curtas distâncias, a

região de liberdade assintótica, a troca de um gluon é dominante e gera, em analogia com a eletrodinâmica quântica, um potencial do tipo coulombiano. Acredita-se que em grandes distâncias a troca de muitos gluons gera um potencial confinante, cuja forma ainda não foi obtida a partir da QCD. O que pode ser feito é derivar as conseqüências fenomenológicas uma vez que um *ansatz* tenha sido escolhido.

Nesta tese consideramos um modelo de potencial que descreve com sucesso a espectroscopia de mésons e bárions. Elaboramos uma estratégia para a extensão desse modelo para o setor gluônico e calculamos a espectroscopia de massas de *glueballs* e híbridos. Usando o formalismo da expansão multipolar para a QCD, adotamos o espectro de massas dos estados ligados de dois gluons como sendo o espectro de estados intermediários nas transições hadrônicas.

Cada capítulo começa com uma introdução. A numeração das equações e tabelas é iniciada a cada novo capítulo. Este procedimento foi adotado por mera conveniência de uso do editor de textos.

Esta tese está dividida em quatro capítulos. O Capítulo I é uma breve revisão do modelo de quarks, da QCD e do modelo de potencial. Também incluímos nesse capítulo uma descrição da fenomenologia do quarkônio pesado, *glueballs* e híbridos. O Capítulo II é uma revisão do formalismo da expansão multipolar para a QCD e sua aplicação no cálculo das taxas de transições hadrônicas. No Capítulo III adotamos o espectro de massas dos estados ligados de dois gluons como sendo o espectro de estados intermediários das transições hadrônicas. Também calculamos os espectros de massas de *glueballs* e híbridos. No Capítulo IV

consideramos as correções dependentes de spin no espectro de massas do gluônio. No Capítulo V apresentamos a conclusão.

CAPÍTULO I

A CROMODINÂMICA QUÂNTICA E A ESPECTROSCOPIA HADRÔNICA

As concepções sobre a descrição dos fenômenos hadrônicos têm mudado drasticamente nos últimos vinte e sete anos. O passo mais ambicioso na explicação dos estados hadrônicos e suas interações foi o desenvolvimento da cromodinâmica quântica (Fritsch *et al.* 1973; Gross e Wilczek 1973a). Os hádrons são descritos mais naturalmente como sendo compostos de quarks. Quarks são partículas dotadas de spin $1/2$ e três possibilidades de carga de cor. A lagrangiana da QCD surge da exigência de que os campos fermiônicos sejam invariantes sob as transformações do grupo $SU(3)$ de cor. Esta exigência conduz ao surgimento de um octeto de bosons vetoriais, com massa nula e carga de cor, chamados gluons, que são os quanta da interação forte. Este capítulo apresenta uma breve revisão do modelo de quarks e da cromodinâmica quântica. Também está incluída uma breve descrição da fenomenologia do quarkônio, *glueballs* e híbridos. O capítulo culmina com o modelo de potencial, o qual será extensivamente utilizado nos capítulos posteriores.

1. O MODELO DE QUARKS E A QCD

A cromodinâmica quântica (QCD) é membro de uma classe mais geral de teorias conhecidas como teorias de *gauge* não abelianas cujo protótipo é o campo de Yang-Mills (Yang e Mills 1954). Atualmente a grande maioria dos físicos teóricos aceita a existência de quarks e acredita-se que a QCD seja a mais promissora candidata para descrever a dinâmica dos fenômenos hadrônicos.

A QCD é descrita pela densidade de lagrangiana

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} + i \sum_q \bar{\Psi}_q^\alpha \left[\gamma^\mu (D_\mu)_{\alpha\beta} - m_q \delta_{\alpha\beta} \right] \Psi_q^\beta \quad (1)$$

onde

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2a)$$

$$(D_\mu)_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \partial_\mu - ig_s \sum_a \frac{\lambda_{\alpha\beta}^a}{2} A_\mu^a \quad (2b)$$

$\alpha, \beta = 1, 2, 3$ (cor do quark). $a, b, c = 1, \dots, 8$ (cor do gluon). q é o índice de sabor do quark. f_{abc} são as constantes de estrutura do grupo SU(3), satisfazendo a relação

$$f^{abc} f^{abd} = 3 \delta^{cd} \quad (2c)$$

g_s é a constante de acoplamento da QCD ($g_s^2 \equiv 4\pi\alpha_s$), $\Psi_q^\alpha(x)$ são os campos spinoriais com cor α e sabor q , $A_\mu^a(x)$ são os campos vetoriais associados com o octeto de gluons e λ^a são matrizes de

Gell-Mann (Gell-Mann 1962), obedecendo as seguintes relações:

$$[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c \quad (3)$$

$$\text{Tr} \left[\lambda_a \lambda_b \right] = 2\delta_{ab} \quad (4)$$

Uma propriedade da QCD, que contrasta com a QED, é o fato da interação efetiva entre os quarks diminuir à medida que o momento transferido aumenta. Quando o momento transferido aumenta assintoticamente para o infinito os quarks e gluons se comportam como partículas livres, tornando a teoria da perturbação uma ferramenta padrão da QCD. Este fenômeno é chamado liberdade assintótica (Gross e Wilczek 1973b; Politzer 1973, 1974).

Existe atualmente uma notável evidência experimental da existência de quarks e gluons embora nenhuma detecção direta destas partículas tenha sido noticiada. O modelo de partons (Feynman 1969) explica com simplicidade a lei de escala (Bjorken 1969) observada no espalhamento inelástico profundo. Um dos maiores triunfos da QCD é a justificativa do modelo de partons (Gross e Wilczek 1973a). Acredita-se que a ausência de observação direta de quarks e gluons resulta de uma propriedade conhecida como confinamento. Esta propriedade da interação entre quarks e gluons explica porque quarks e gluons livres não têm sido observados. Supõe-se que a cor é absolutamente confinada de modo que somente estados singletos de cor podem ser observadas. Até o momento não foi demonstrado que a QCD conduz ao confinamento.

A noção de que hádrons podem ser compostos remonta ao modelo de Fermi-Yang (Fermi e Yang 1949) de pions como estados ligados de

nucleon-antinucleon. Este modelo inspirou o modelo de Sakata (Sakata 1956) e influenciou o modelo de quarks. Gell-Mann (Gell-Mann 1964) e Zweig (Zweig 1964) puderam classificar todos os hádrons conhecidos até então com somente três sabores de quarks. Os quarks *up* (u) e *down* (d) são os constituintes da matéria estável. O terceiro quark foi chamado *strange* (s). Esse nome foi associado com os kaons, que apresentam uma vida média longa, e isso pareceu uma propriedade estranha. Um quarto sabor de quark, *charm* (c), foi descoberto na partícula J/Ψ (Aubert *et al.* 1974; Augustin *et al.* 1974). Este sabor de quark já havia sido proposto anteriormente baseando-se no argumento de melhorar a simetria quark-lépton (Maki 1964; Amati *et al.* 1964; Bjorken e Glashow 1964). Glashow, Iliopoulos e Maiani (Glashow, Iliopoulos e Maiani 1970) salientaram que a ausência experimental de correntes neutras trocando estranheza poderia ser explicada pela existência deste quark. Kobayashi e Maskawa (Kobayashi e Maskawa 1973) mostraram que em uma teoria contendo seis sabores de quarks poderia se alcançar a supressão de correntes neutras trocando sabor, e a violação CP seria descrita de uma maneira natural. A descoberta do lépton τ (Perl *et al.* 1975) e presumivelmente seu neutrino ν_τ restabeleceriam o *status quo* da simetria quark-lépton. O quark *bottom* ou *beauty* (b) foi descoberto três anos depois na partícula Υ (Herb *et al.* 1977). O sexto quark, *top* ou *truth* (t), tem existência presumida, mas partículas contendo este quark ainda não foram observadas.

No modelo de quarks convencional os mésons são compreendidos como estados ligados de um quark e um antiquark ($q\bar{q}$), e os bárions como estados de três quarks (qqq). Estas são as configurações

mínimas de quarks necessárias para construir mésons e bárions. Contudo, a existência de estados de multiquarks tais como $q\bar{q}q\bar{q}$, $qqq\bar{q}q\bar{q}$ e $qqqq\bar{q}$ não são incompatíveis com a QCD. Quando se diz que um hádron é constituído de quarks está se descrevendo a mais simples configuração que fornece o hádron. Quarks podem emitir e absorver gluons e em qualquer instante o hádron pode conter gluons e pares quark-antiquark adicionais.

O termo quadrático em (2a), o primeiro termo na densidade de lagrangiana (1), contém produtos de três e quatro fatores de A_μ^a , dando surgimento a vértices de três e quatro gluons:

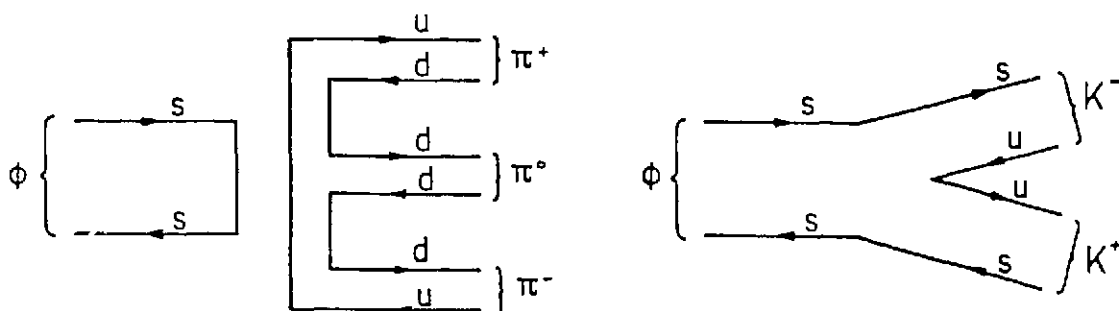


Este auto acoplamento de gluons, característico da natureza não abeliana da QCD, conduz à especulação da existência de *glueballs*, hádrons constituídos somente de gluons, sem cor e sem sabor. Quarks e gluons podem ainda se misturar formando estados ligados conhecidos como estados híbridos, hermafroditas ou *meiktons*.

Se os números quânticos dos estados hadrônicos que não se encaixam no modelo de quarks convencional diferem dos números quânticos obtidos no modelo convencional estes estados são chamados exóticos, caso contrário são chamados cripto-exóticos.

2. A ESPECTROSCOPIA DOS MÉSONS PESADOS

Já antes de 1974 o méson ϕ era compreendido como sendo constituído pelo par $s\bar{s}$. A célebre regra de OZI (Okubo 1963; Zweig 1964; Iizuka 1966) foi inventada para explicar a supressão do decaimento $\phi \rightarrow 3\pi$ comparado com $\phi \rightarrow K\bar{K}$. A regra de OZI estabelece que estados que decaem com linhas de quarks desconectadas são suprimidos relativamente a decaimentos com linhas de quarks conectadas.



A largura do méson ϕ é menor que uma largura hadrônica típica por um fator da ordem de 50, devido ao fato do decaimento permitido pela regra de OZI ter muito pouco espaço de fase disponível, pois a massa do méson ϕ é somente um pouco maior que o dobro da massa do kaon.

Em novembro de 1974, dois grupos, um em Brookhaven (Aubert *et al.* 1974) e outro no SLAC (Augustin *et al.* 1974), fazendo diferentes tipos de experiências, descobriram uma ressonância com uma vida média surpreendentemente grande, a partícula J/ψ ($J^{PC} = 1^{--}$). Doze dias depois da descoberta da ressonância J/ψ um outro estado estreito, ψ' ($J^{PC} = 1^{--}$), foi encontrado no SLAC (Abrams *et al.* 1974). As larguras destas ressonâncias são menores

que uma largura hadrônica típica por um fator da ordem de 10^3 ! Uma interpretação foi dada em seguida: estas ressonâncias são formadas por estados ligados de um quark charmoso e seu próprio antiquark (Appelquist e Politzer 1975). O sistema foi batizado com o nome de charmônio. As massas das ressonâncias J/ψ e ψ' são menores que a massa de dois mésons D (mésons que não têm o número quântico *charm* oculto, também chamados mésons charmosos), e conseqüentemente estas ressonâncias não podem decair em $D\bar{D}$. O único processo permitido é então a aniquilação dos quarks. Com a interpretação das ressonâncias J/ψ e ψ' como estados ligados do sistema $c\bar{c}$, o mesmo mecanismo que explicou a redução da largura do méson ϕ e a supressão do decaimento $\phi \rightarrow 3\pi$ comparado com $\phi \rightarrow K\bar{K}$, seria responsável pela largura surpreendentemente estreita destas ressonâncias. Os mésons J/ψ e ψ' decaem somente via canais suprimidos pela regra de OZI. Na linguagem da QCD, para o decaimento suprimido pela regra de OZI, o único modo do par quark-antiquark interagir com os quarks finais é pela troca de gluons. Uma gama de outros estados do charmônio, acima e abaixo do limiar para o decaimento em mésons charmosos, foi vista experimentalmente. Bárions com o número quântico *charm* explícito também foram observados. A espectroscopia do charmônio e dos mésons D confirmaram as expectativas do mecanismo GIM e da QCD.

No Fermilab, a descoberta de três ressonâncias estreitas com $J^{PC} = 1^{--}$, Υ , Υ' e Υ'' (Herb et al. 1977), revelou a descoberta do quark b. Estes estados foram interpretados como estados ligados do par $b\bar{b}$. Outros estados do botônio, assim como mésons com beleza explícita (chamados mésons B) têm sido observados. O botônio nos apresenta uma espectroscopia riquíssima, sendo o número de estados

já detectados na família Υ maior que o número de estados já observados no positrônio! Taxas de desintegração relativa dos decaimentos de vários estados ligados $b\bar{b}$, incluindo taxas de transições hadrônicas, leptônicas e eletromagnéticas, têm sido medidas. O estudo dos decaimentos dos mésons B confirmaram muitas predições da teoria eletrofraca padrão com três gerações de quarks e léptons.

O quarkônio pesado nos fornece uma evidência direta para a estrutura quarkônica dos hádrons. O interesse nesses mésons tem sido estimulado pela esperança de que esses sistemas possam ser os "átomos de hidrogênio" das interações fortes. Os quarks constituintes desses mésons são pesados e um tratamento baseado na equação de Schrödinger com um potencial estático, acrescido de correções relativísticas, é suficiente para fornecer uma boa aproximação para a descrição da espectroscopia do quarkônio pesado.

Os estados do quarkônio são formados pela combinação do par $q\bar{q}$ em diferentes estados de spin e momento angular orbital. A paridade segue a mesma fórmula para sistemas de fermion-antifermion:

$$P = (-1)^{L+1} \quad (5)$$

O mesmo acontece com a paridade C para sistemas neutros:

$$C = (-1)^{L+S} \quad (6)$$

A notação espectroscópica

$$^{2S+1}L_J$$

(7)

é utilizada para rotular os estados. J é o momento angular total do sistema $q\bar{q}$, composto de seu momento angular orbital relativo L e seu momento angular de spin $S = 0$ ou 1 .

3. GLUEBALLS

Até o momento não se conhece nenhuma ressonância gluônica incontestada. A comprovação da existência de ressonâncias gluônicas seria um triunfo para a QCD. Um estado mesônico pode ser um méson ordinário $q\bar{q}$, um *glueball*, um híbrido, um multiquark $q\bar{q}q\bar{q}$, ou ainda uma mistura, no caso de números quânticos coincidentes. *Glueballs* podem ser distinguidos dos outros estados mesônicos por não terem cargas dentro deles, de modo que não há acoplamento com fótons. Sendo singletos do grupo $SU(N)$ de sabor, *glueballs* devem decair igualmente, exceto por considerações de espaço de fase, em cada um de seus canais disponíveis. *Glueballs* aparecem em canais ricos em gluons e têm larguras relativamente estreitas, devido à regra de OZI.

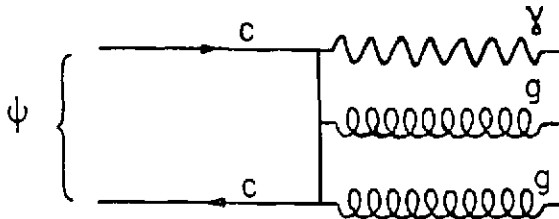
A paridade do sistema de dois gluons é $P = (-1)^L$. O gluon tem $J^{PC} = 1^{--}$ de modo que o gluônio, *glueball* com dois gluons de valência (gluons responsáveis pelos números quânticos de *glueballs*), tem conjugação de carga positiva. Todos os estados $J^{PC} = J^{++}$ e $J^{PC} = J^{-+}$ são permitidos. Os estados 1^{++} e 1^{-+} não se acoplam com o estado de dois bosons vetoriais sem massa, de acordo com o teorema de Yang (Yang 1950). Os estados com $J^{PC} = (\text{ímpar})^{-+}$

são exóticos.

Para *glueballs* com três gluons de valência há dois modos independentes de se formar um singlete de cor. A combinação totalmente simétrica $d_{abc} g^a g^b g^c$ é ímpar sob a conjugação de carga enquanto que a combinação anti-simétrica $f_{abc} g^a g^b g^c$ é par. Todas as combinações de J^{PC} são permitidas, sendo que os estados com $J^{PC} = (\text{par})^{+-}$ e o estado 0^{--} são exóticos.

Os dois principais modos de produção de ressonâncias que podem vir a ser candidatas a *glueballs* são os decaimentos radiativos de mésons vetoriais e como produtos de estados finais nos processos hadrônicos proibidos pela regra de OZI.

Os decaimentos radiativos de mésons vetoriais



são muito atrativos porque a estimativa da razão (Brodsky *et al.* 1978)

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma gg)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow ggg)} = \frac{16\alpha}{5\alpha_s} \quad (8)$$

implica que

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \gamma G) \approx 6-10\% \quad (9)$$

portanto gluónios podem ser copiosamente produzidos neste canal.

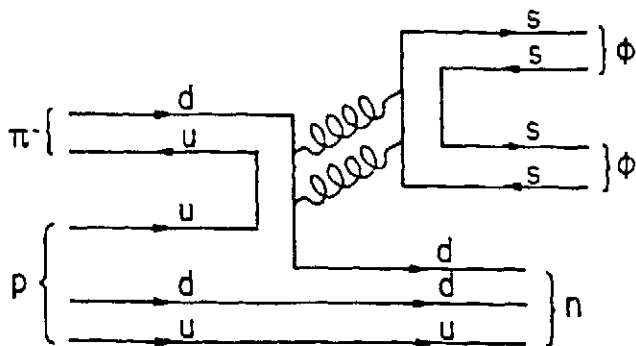
A medida da energia do estado singlete de cor formado neste canal de decaimento pode ser medida pela energia do fóton. Se os dois gluons formam uma ressonância, aparece um pico no espectro de energia do fóton. Este é o método de detecção das massas dos três candidatos a *glueballs* $\eta(1430)$ ($\iota(1430)$) (Scharre *et al.* 1980), $f_2(1720)$ ($\theta(1690)$) (Edwards *et al.* 1982) e $X(2220)$ ($\xi(2220)$) (Baltrusaitis *et al.* 1986). Abaixo listamos algumas propriedades destes estados.

TABELA 1

Candidatos a *glueballs* vistos nos decaimentos radiativos do J/ψ (Particle Data Group 1988).

	MASSA(em MeV)	LARGURA(em MeV)	I^G	J^{PC}
ι	1452	160	0^+	0^{-+}
θ	1721	138	0^+	$2^{++}(0^{++}?)$
ξ	2227	21	$0^?$	$(par)^{++}$

A produção dos estados finais ressonantes $\phi\phi$ na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ é um processo proibido pela regra de OZI. O sistema $\phi\phi$ representa dois pares $s\bar{s}$, mas não há nenhum s (ou \bar{s}) no estado inicial. Esta reação, no contexto da QCD, se dá pela troca de dois gluons se o sistema $\phi\phi$ é um sistema vetorial, ou três gluons se o sistema $\phi\phi$ é escalar:



A questão chave é a existência de um estado intermediário de multigluons de massa variável de modo que as ressonâncias gluônicas tenham uma produção favorecida em relação a outros estados. Esta experiência foi realizada algum tempo atrás pela colaboração BNL/CCNY (Etkin et al. 1975). A análise em ondas parciais mostra que o sistema $\phi\phi$ é dominado por três estados ressonantes com $J^{PC}(I^G) = 2^{++}(0^+)$, conduzindo a três candidatos a glueballs $f_2(2010)$ ($g_T(2010)$), $f_2(2300)$ ($g_T(2300)$) e $f_2(2340)$ ($g_{T''}(2340)$) (Lindembaum 1980). Abaixo segue uma lista das propriedades dos g_T 's.

TABELA 2
Propriedades dos g_T 's (Particle Data Group 1988).

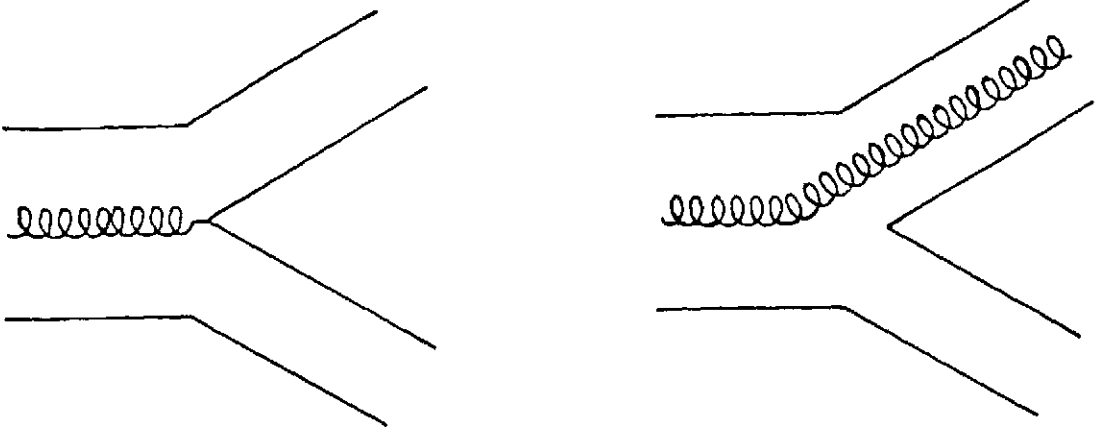
	MASSA(MeV)	LARGURA(MeV)	onda S (%) spin=2	onda D (%) spin=2	onda D (%) spin=0
g_T	2011	202	98^{+1}_{-3}	0 ± 1	2^{+2}_{-1}
$g_{T'}$	2297	149	6^{+15}_{-5}	25^{+18}_{-14}	69^{+16}_{-27}
$g_{T''}$	2339	319	37 ± 19	4^{+12}_{-4}	59^{+21}_{-19}

O candidato $f_0(1590)$ ($G(1590)$), com massa e largura iguais a 1587 MeV e 175 KeV, respectivamente, com $J^{PC}(I^G) = 0^{++}(0^+)$, foi descoberto na reação $\pi^- p \rightarrow \eta \eta n$ (Binon 1983; Particle Data Group 1988).

Um outro possível estado gluônico é $\sigma(750)$ com massa igual a 750 MeV e largura ≤ 100 MeV, observado na reação $\pi^+ N_{pol} \rightarrow \pi^+ \pi^- N$ (Becker et al. 1979). Sveč (Sveč 1984) advoca que este estado poderia ser o estado fundamental do gluônio.

4. HÍBRIDOS

A fenomenologia dos híbridos $q\bar{q}g$ e $qqqg$ é menos conhecida que a fenomenologia de *glueballs*. A produção de estados híbridos seria favorecida em processos que contêm gluons no estado final, tal como em jatos gluônicos. O gluon que forma o jato se hadroniza através da combinação com o par $q\bar{q}$ no octeto de cor ou com um outro gluon. O hádron resultante é um méson híbrido ou um gluônio, respectivamente. Acredita-se que a reação $p\bar{p} \rightarrow X\pi\pi$ possa ser um excelente canal para a produção de híbridos com os números quânticos 0^{-+} e 1^{--} . O modo de decaimento via conversão do gluon em um par $q\bar{q}$ resultando em um estado $q\bar{q}q\bar{q}$, e o modo de decaimento que resulta em um outro híbrido no estado final são esperados.



5. O MODELO DE POTENCIAL

Até que o confinamento seja compreendido a construção de modelos teóricos que simulem os aspectos relevantes da QCD é inevitável. Modelos para descrever os fenômenos hadrônicos, inspirados na QCD, incluem simulação numérica na rede, regras de soma, lagrangiana efetiva, modelo de sacola, modelo de potencial e uma variedade de outros modelos.

As idéias da QCD são incorporadas na proposta do modelo de potencial através da suposição de que um potencial tendo origem na troca de um gluon, devido à liberdade assintótica, domina em curtas distâncias e de que um potencial em grandes distâncias é confinante. Acredita-se que a equação de Bethe-Salpeter (Bethe e Salpeter 1951), uma equação relativística formulada com base nos propagadores de Feynman, seja a melhor ferramenta para se descrever o espectro de estados ligados de dois corpos. Embora não se conheça a solução geral desta equação, a aproximação instantânea da equação de Bethe-Salpeter conduz à equação de Breit-Fermi, fornecendo efeitos relativísticos na forma de

correção para a equação de Schrödinger. Para quarks pesados podemos, em primeira aproximação, omitir os termos de correção relativística e usar a equação de Schrödinger com um potencial estático. No quarkônio pesado as energias de ligação são pequenas comparadas com as massas dos quarks envolvidos, e portanto as familiares ferramentas da mecânica quântica não relativística podem ser usadas como uma boa aproximação.

Na região de curtas distâncias, ou seja, na região de liberdade assintótica, podemos usar a teoria de perturbações e nos restringir, portanto, ao diagrama de Feynman de troca de um gluon. O potencial estático resultante, como na QED, é do tipo coulombiano (veja, *e.g.*, Flamm e Schöberl 1982):

$$V(r) = F_G \frac{\alpha_s}{r} \quad (10)$$

onde F_G é o produto escalar dos spins F de cor dos dois corpos

$$F_G = \sum_{k=1}^8 F_k(1) F_k(2) \quad (11)$$

Os spins F obedecem a relação

$$[F_k, F_\ell] = if_{k\ell m} F_m \quad (12)$$

e relacionam-se com o operador de Casimir quadrático de cor por

$$C^2 = \sum_{k=1}^8 (F_k)^2 \quad (13)$$

Os spins F têm a propriedade aditiva e portanto

$$F_c = \frac{1}{2} \left[C^2 - C^2(1) - C^2(2) \right] \quad (14)$$

A dimensão de uma representação do grupo SU(3) é dada por

$$D(p,q) = \frac{1}{2} (p - q + 1) (p + 2) (q + 1) \quad (15)$$

onde p e q são os números de passos através dos níveis superior e inferior do diagrama representativo do multiplete identificado pelo par (p,q). Em termos destes números o operador de Casimir quadrático é dado por

$$C^2 = \frac{1}{3} (p^2 + q^2 - pq + 3p) \quad (16)$$

A seguir apresenta-se uma lista dos autovalores do operador de Casimir quadrático para algumas representações do grupo SU(3):

TABELA 3

Autovalores do operador de Casimir quadrático C^2 para algumas representações do grupo SU(3). D = dimensão da representação. p, q = números que identificam o multiplete (p,q).

D	1	3	$\bar{3}$	6	$\bar{6}$	8
p	0	1	1	2	2	2
q	0	0	1	0	2	1
C^2	0	4/3	4/3	10/3	10/3	3

Quarks e antiquarks pertencem à representação 3 e $\bar{3}$, respectivamente, e o gluon pertence à representação 8. Com estes

dados calculamos os valores do fator de cor F_G para vários sistemas de dois corpos.

TABELA 4

Fator de cor F_G para sistemas de dois corpos. D = dimensão da representação. C^2 = autovalor do operador de Casimir quadrático.

	$q\bar{q}$	$q\bar{q}$	qq	qq	$q\bar{q}$	$q\bar{q}$	qg	$q\bar{g}$	gg	gg
D	1	8	$\bar{3}$	6	3	$\bar{6}$	3	$\bar{3}$	1	8
C^2	0	3	4/3	10/3	4/3	10/3	4/3	4/3	0	3
F_G	-4/3	1/6	-2/3	1/3	-2/3	1/3	-3/2	-3/2	-3	-3/2

Presumivelmente o potencial confinante é o resultado de complicadas interações de muitos gluons e várias sugestões têm sido feitas acerca da forma desse potencial. Baseados nas considerações da QCD na rede, Kang e Schnitzer (Kang e Schnitzer 1975) admitiram que a interação $q\bar{q}$ seja descrita por um potencial linear. O grupo de Cornell (Eichten *et al.* 1975) supôs que o potencial seja a simples superposição entre o potencial devido à troca de um gluon e o potencial linear. Quigg e Rosner (Quigg e Rosner 1977) advogaram que o potencial logarítmico fornece os espaçamentos aproximadamente iguais para as famílias ψ e Υ . Carvalho, Chanda e d'Oliveira (Carvalho, Chanda e d'Oliveira 1978) analisaram detalhadamente o espectro do charmônio com a mistura do potencial coulombiano e um potencial tipo potência concluindo que a melhor concordância entre o espectro teórico e o espectro experimental é obtida com o expoente igual a 0,5. Richardson (Richardson 1979), usando a transformada de Fourier de um

potencial coulombiano com $\alpha_s(Q^2)$, encontrou um potencial dependente apenas do parâmetro de escala da QCD tendo como limites assintóticos os potenciais coulombiano e linear. Martin (Martin 1980) encontrou um potencial tipo potência com expoente muito próximo a 0,1. Carvalho (Carvalho 1977) já havia investigado o potencial tipo potência para diversos valores do expoente, encontrando a otimização dos resultados com o expoente igual a 0,5.

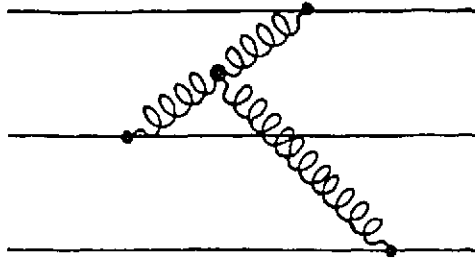
A versão mais elaborada do modelo de potencial inclui correções relativísticas dependentes de spin. Estas correções dependem da natureza do potencial de interação quark-antiquark, segundo o grupo das transformações de Lorentz. Enquanto parece razoável para o potencial de troca de um glúon uma estrutura de Lorentz análoga à situação em QED (troca de um fóton), *i.e.*, uma natureza vetorial, não há razão para se suspeitar que o potencial confinante tenha uma estrutura de Lorentz simples. Só podemos aprender sobre a natureza de Lorentz do potencial confinante através de suas consequências fenomenológicas. De Rujula, Georgi e Glashow (De Rujula, Georgi e Glashow 1975) propuseram que os efeitos dependentes de spin sejam governados inteiramente pelo potencial coulombiano. Depois da descoberta dos estados de onda P do charmônio Schnitzer (Schnitzer 1976) reconheceu que a contribuição do potencial confinante também deveria ser considerada. Os modelos com potencial confinante vetorial (Pumplin *et al.* 1975; Schnitzer 1975; Jackson 1976) não funcionam bem, além disso conduzem ao paradoxo de Klein quando utilizados em equações relativísticas (Ram 1982); o mesmo não acontece quando se usa um potencial puramente escalar (Henriques *et al.* 1976; Buchmüller

1982) ou mesmo uma mistura adequada de escalar e vetor (Eichten e Feinberg 1981). Castro, Carvalho e d'Oliveira (Castro, Carvalho e d'Oliveira 1985) concluíram que o acoplamento escalar contribui com 50-60% na mistura escalar-vetor.

Não só o quarkônio pesado tem sido tratado usando a equação de Schrödinger, também o quarkônio leve tem sido incluído nesta abordagem. Neste último caso o modelo de potencial não relativístico é menos confiável devido aos esperados efeitos relativísticos. Surpreendentemente os resultados deste tratamento estão de acordo com os resultados experimentais (Jena 1983; Castro, Carvalho e d'Oliveira 1985; Frank e O'Donnel 1985). Os quarks leves podem ser tratados do mesmo modo que os quarks pesados, embora não se compreenda o por quê.

Todos os potenciais citados acima fornecem os espectros dos estados ligados $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ em bom acordo com os espectros experimentais. A descoberta dos estados ligados $t\bar{t}$ (topônio) testaria o comportamento do potencial em curtas distâncias e imporá restrições sobre o potencial fenomenológico. Enquanto isso não ocorre, pode-se aprender mais sobre o modelo de potencial estendendo-o para outras configurações de estados ligados.

Como no caso de dois corpos, a equação de Bethe-Salpeter também é o ponto de partida mais conveniente para o problema de N corpos. Neste caso considera-se apenas as interações entre pares, desprezando-se as interações de muitos corpos, como a do caso ilustrado na figura abaixo:



No regime de liberdade assintótica os potenciais entre diferentes pares são relacionados apenas por fatores associados com o grupo de cor. Para o caso de bárions, por exemplo, temos que

$$V_{qq}(\bar{3}) = \frac{(F_G)_{qq}(\bar{3})}{(F_G)_{qq}(1)} V_{qq}(1) = \frac{1}{2} V_{qq}(1) \quad (17)$$

Supõe-se, em geral, que esta regra sobrevive para o caso do potencial confinante (Stanley e Robson 1980; Bhaduri *et al.* 1981; d'Oliveira, Carvalho e Gerck 1983; Vale, Castro e Carvalho 1986).

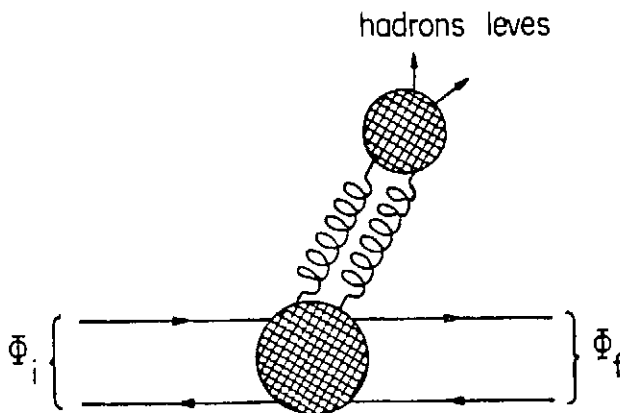
O modelo de potencial também tem sido estendido para o setor gluônico. Barnes (Barnes 1981) calculou a hamiltoniana de interação gluon-gluon via amplitude de espalhamento. Foi atribuída uma massa para o gluon constituinte, mas os elementos de matriz foram calculados usando somente os estados de dois gluons transversos. Lichtenberg, Namgung e Wills (Lichtenberg, Namgung e Wills 1982), usando a equação de Todorov (Todorov 1971) e supondo que os gluons ligados têm uma massa efetiva, calcularam o espectro do gluônio sem correções dependentes de spin. Cornwall e Soni (Cornwall e Soni 1983) calcularam os espectros de *glueballs*

constituídos de dois e três gluons de valência usando uma espécie de "QCD massiva", com campos de spin 1 massivos interagindo via troca de campos de spin 1 também massivos. Nos Capítulos III e IV apresentamos alternativas para o cálculo do espectro do gluônio. No Capítulo III também estimamos as massas de *glueballs* com três gluons de valência e as massas de mésons híbridos.

A EXPANSÃO MULTIPOLAR DA QCD E AS TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

As transições hadrônicas entre estados ligados de quark-antiquark pesados têm sido estudadas experimentalmente nos sistemas $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$. As transições da forma $X_i \rightarrow X_f \pi\pi$ e $X_i \rightarrow X_f \eta$ conectam estados de mesma conjugação de carga, visto que o dipion e a partícula η têm $C = +1$. Neste capítulo fornecemos uma breve revisão do formalismo da expansão em multipolos para a QCD e sua aplicação no cálculo das taxas de transições hadrônicas.

As transições hadrônicas $X_i \rightarrow X_f \pi\pi$ ocorrem via emissão de gluons pelo quarkônio excitado seguida pela fragmentação em hádrons leves. Esse processo encontra-se ilustrado na figura abaixo. A energia disponível para os gluons é pequena, $M_i - M_f \gg 2m_\pi \cong 280$ MeV, e portanto este processo macio não é tratável pela QCD perturbativa.



1. PRÉ-HISTÓRIA

O processo nuclear de emissão do par elétron-pósitron é causado pelo campo eletromagnético do núcleo. O núcleo excitado decai emitindo um fóton virtual, o qual se converte no par elétron-pósitron. As velocidades nucleares são baixas e o núcleo é pequeno comparado com o comprimento de onda dos léptons emitidos, conseqüentemente a expansão multipolar do campo nuclear converge rapidamente. A analogia com a emissão leptônica nuclear conduziu Gottfried (Gottfried 1978) a formular a expansão em multipolos para o campo gluônico. Para o quarkônio pesado as velocidades são baixas e as dimensões do sistema são pequenas comparadas com o comprimento de onda dos gluons emitidos. A expansão em multipolos do campo gluônico também converge rapidamente para sistemas irradiantes contituídos de quarks suficientemente pesados. As propriedades do sistema $\pi\pi$ são determinadas usando conservação parcial da corrente pseudo vetorial (PCAC) e álgebra de correntes. Vários pesquisadores também investigaram a expansão multipolar usando a QCD perturbativa com quarks pesados interagindo via potencial coulombiano (Voloshin 1979; Bhanot, Fischler e Rudaz 1979; Peskin 1979; Bhanot e Peskin 1979). As transições $X_1 \rightarrow X_f \pi\pi$ constituem um processo hadrônico macio e portanto todas as ordens da teoria da perturbação que contribuem para um dado multipolo devem ser consideradas. Além disso o potencial de interação quark-antiquark não é puramente coulombiano. Yan (Yan 1980) desenvolveu uma técnica que explora a invariância de *gauge* da QCD, e incorpora as características essenciais dos trabalhos anteriores com quarks pesados interagindo via potencial coulombiano. Contudo, esse formalismo permite aplicar a expansão multipolar da QCD nas

transições hadrônicas, indo além da teoria da perturbação usual e sendo independente da forma do potencial de interação quark-antiquark. O ponto central desse formalismo é que, na expansão em multipolos, todos os termos intrinsecamente não abelianos podem ser eliminados por uma transformação canônica do campo de quark pesado.

2. A EXPANSÃO EM MULTÍPOLOS DO CAMPO GLUÔNICO

Inspirado no trabalho de Peskin (Peskin 1979), Yan (Yan 1980) admitiu que o potencial de interação $q\bar{q}$ pode ser representado pela adição de dois termos invariantes de gauge na lagrangiana efetiva do sistema $q\bar{q}$:

$$\begin{aligned}
 L_q = & \int d^3x \bar{\psi} \left[\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - gA_\mu \right) - m_q \right] \psi \quad (1a) \\
 & - \frac{1}{2} \int d^3x d^3y \bar{\Psi}(\vec{x}, t) \gamma^0 \Psi(\vec{x}, t) V_1 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \bar{\Psi}(\vec{y}, t) \gamma^0 \Psi(\vec{y}, t) \\
 & - \frac{1}{2} \int d^3x d^3y \bar{\Psi}(\vec{x}, t) \gamma^{01} \frac{1}{2} \lambda_a \Psi(\vec{x}, t) V_2 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \bar{\Psi}(\vec{y}, t) \gamma^{01} \frac{1}{2} \lambda_a \Psi(\vec{y}, t) + \dots
 \end{aligned}$$

onde os campos de gauge estão escritos na notação matricial

$$A_\mu = \frac{1}{2} \lambda_a A_{\mu a} \quad (1b)$$

Os campos de gauge em L_q são gerados pelos quarks leves dos hádrons ordinários produzidos nas transições hadrônicas e podem, portanto, ser considerados como campos externos.

A lagrangiana (1a) é invariante sob a transformação de gauge local

$$A_{\mu}(x) \rightarrow V(x)A_{\mu}(x)V^{-1}(x) - \frac{1}{g} V(x)\partial_{\mu} V^{-1}(x) \quad (2a)$$

$$\psi(x) \rightarrow V(x)\psi(x) . \quad (2b)$$

Os operadores Ψ e U são definidos por

$$\Psi(x) = U^{-1}(\vec{x}, t) \psi(x) \quad (3a)$$

$$U(\vec{x}, t) = P \exp \left[ig \int_0^{\vec{x}} d\vec{x}' \cdot \vec{A}(\vec{x}', t) \right] \quad (3b)$$

onde P significa ordenação de trajetória, e a integral de linha é sobre a reta:

$$U(\vec{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} P \prod_{n=0}^N U_n = \lim_{N \rightarrow \infty} U_N U_{N-1} \dots U_n \dots U_1 U_0 \quad (3c)$$

onde

$$U_n = \exp \left[ig \Delta s_n \vec{x} \cdot \vec{A}(s_n \vec{x}, t) \right] \quad (3d)$$

com

$$0 \leq s_n \leq 1, \quad s_0 = 0, \quad s_N = 1 \quad (3e)$$

Os operadores U e Ψ obedecem a lei de transformação

$$U(\vec{x}, t) \rightarrow V(\vec{x}, t)U(\vec{x}, t)V^{-1}(\vec{0}, t) \quad (4a)$$

$$\Psi(\vec{x}, t) \rightarrow V(\vec{0}, t)\Psi(\vec{x}, t) . \quad (4b)$$

O operador $U^{-1}(\vec{x}, t)$ transporta cor do ponto \vec{x} para a origem, e $\Psi(x)$ comporta-se como se a cor residisse em $\vec{x} = \vec{0}$, o centro do sistema $q\bar{q}$, *i.e.*, o campo $\Psi(x)$ comporta-se como se a transformação de gauge fosse global. Os quarks e antiquarks são representados por Ψ , e portanto Ψ é identificado com o quark constituinte. As reticências na lagrangiana efetiva indicam outros tipos de acoplamentos invariantes de gauge, que não seja o acoplamento mínimo.

A lagrangiana efetiva (1) pode ainda ser escrita como

$$\begin{aligned} L_q = & \int d^3x \bar{\Psi} \left[\gamma^\mu \left(i\partial_\mu - gA'_\mu \right) - m_q \right] \Psi \quad (5a) \\ & - \frac{1}{2} \int d^3x d^3y \rho_0(\vec{x}, t) V_1 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \rho_0(\vec{y}, t) \\ & - \frac{1}{2} \int d^3x d^3y \rho_a(\vec{x}, t) V_2 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \rho_a(\vec{y}, t) \end{aligned}$$

onde ρ é a densidade de carga de cor dada por

$$\rho_0(\vec{x}, t) = \Psi^\dagger(\vec{x}, t)\Psi(\vec{x}, t) \quad (5b)$$

$$\rho_a(\vec{x}, t) = \Psi^\dagger(\vec{x}, t) \frac{1}{2} \lambda_a \Psi(\vec{x}, t) \quad (5c)$$

e

$$A'_\mu = U^{-1} A_\mu U - \frac{i}{g} U^{-1} \partial_\mu U \quad (5d)$$

Usando as identidades

$$\partial_0 U = igU(\vec{x}, t) \int_0^1 ds U^{-1}(s\vec{x}, t) \vec{x} \cdot \dot{\vec{A}}(s\vec{x}, t) U(s\vec{x}, t) \quad (6a)$$

$$\vec{\nabla} U = igU(\vec{x}, t) \int_0^1 ds U^{-1}(s\vec{x}, t) \left[s \sum_k x^k \vec{\nabla} A^k(s\vec{x}, t) + \vec{A}(s\vec{x}, t) \right] U(s\vec{x}, t) \quad (6b)$$

junto com a relação (5d) temos que

$$A'_0(\vec{x}, t) = A_0(\vec{0}, t) - \int_0^1 ds U^{-1}(s\vec{x}, t) \vec{x} \cdot \vec{\mathcal{E}}(s\vec{x}, t) U(s\vec{x}, t) \quad (7a)$$

$$\vec{A}'(\vec{x}, t) = - \int_0^1 ds s U^{-1}(s\vec{x}, t) \vec{x} \wedge \vec{\mathcal{B}}(s\vec{x}, t) U(s\vec{x}, t) \quad (7b)$$

onde o campo elétrico de cor $\vec{\mathcal{E}}$ e o campo magnético de cor $\vec{\mathcal{B}}$ são definidos por

$$\mathcal{E}_i = -\partial_i A_0 - \dot{A}_i - ig[A_0, A_i] \quad (8a)$$

$$\epsilon_{ijk} \mathcal{B}_k = \partial_i A_j - \partial_j A_i - ig[A_i, A_j]. \quad (8b)$$

Usando (7a-b) e expandindo os campos $\vec{\mathcal{E}}$ e $\vec{\mathcal{B}}$ em potências de \vec{x} , em torno de $\vec{x} = \vec{0}$, obtemos

$$L_q = L_0 + L_1 \quad (9a)$$

onde

$$L_0 = \int d^3x \bar{\Psi} \left[i\gamma^\mu \partial_\mu - m \right] \Psi \quad (9b)$$

$$- \frac{i}{2} \int d^3x d^3y \rho_0(\vec{x}, t) V_1 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \rho_0(\vec{y}, t)$$

$$- \frac{1}{2} \int d^3x d^3y \rho_a(\vec{x}, t) V_2 \left[|\vec{x} - \vec{y}| \right] \rho_a(\vec{y}, t)$$

$$L_1 = - Q_a A_{0a}(\vec{0}, t) + \vec{d}_a \cdot \vec{\mathcal{E}}_a(\vec{0}, t) + \vec{m}_a \cdot \vec{\mathcal{B}}_a(\vec{0}, t) + \dots \quad (9c)$$

com

$$Q_a = g \int d^3x \rho_a(\vec{x}, t) \quad (9d)$$

$$\vec{d}_a = g \int d^3x \vec{x} \rho_a(\vec{x}, t) \quad (9e)$$

$$\vec{m}_a = g \int d^3x \frac{1}{2} \vec{x} \wedge \vec{j}_a(\vec{x}, t) \quad (9f)$$

$$\vec{j}_a = \bar{\Psi} \vec{\gamma} \frac{1}{2} \lambda_a \Psi . \quad (9g)$$

A transcrição para a hamiltoniana quântica do sistema $q\bar{q}$ no limite não relativístico fornece

$$H_{q\bar{q}} = H + H_1 \quad (10a)$$

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V_1(|\vec{x}|) + \frac{1}{2}\lambda_a \frac{1}{2}\bar{\lambda}_a V_2(|\vec{x}|) \quad (10b)$$

$$H_1 = Q_a A_{0a}(\vec{0}, t) - \vec{d}_a \cdot \vec{E}_a(\vec{0}, t) - \vec{m}_a \cdot \vec{B}_a(\vec{0}, t) + \dots \quad (10c)$$

onde $\bar{\lambda}_a$ são as matrizes de Gell-Mann para um antiquark. Nesta notação temos que

$$Q_a = \frac{1}{2} g \left[\lambda_a + \bar{\lambda}_a \right] \quad (10d)$$

$$\vec{d}_a = \frac{1}{4} g \vec{x} \left[\lambda_a - \bar{\lambda}_a \right] \quad (10e)$$

$$\vec{m}_a = \frac{1}{2} \frac{g}{4m_q} \left[\lambda_a - \bar{\lambda}_a \right] \left[\vec{\sigma} - \vec{\sigma}' \right] \quad (10f)$$

onde \vec{x} é a separação $q\bar{q}$, e $\vec{\sigma}$ e $\vec{\sigma}'$ são as matrizes de spin para q e \bar{q} , respectivamente. A expressão (10c) é a expansão em multipolos para a QCD. O termo de monopolo elétrico de cor é o único termo que não é invariante de *gauge*. As expressões (10c-f) são idênticas ao caso da eletrodinâmica, a menos dos índices de cor.

3. AMPLITUDES DE TRANSIÇÃO

Transições hadrônicas são causadas pela perturbação H_1 . O termo de monopolo contribui somente para transições $q\bar{q}$ octeto-octeto, aparecendo somente em estados virtuais, e portanto

uma transição hadrônica é produzida por outros termos de H_1 .

A amplitude para uma transição $\Phi' \rightarrow \Phi h$ que utiliza o dipolo elétrico de cor duas vezes assume a forma (Yan 1980)

$$M_{ee}(\Phi' \rightarrow \Phi h) = \frac{1}{8} \langle \Phi h | \vec{d}_a \cdot \vec{\mathcal{E}} \frac{1}{E' - H + iD_0} \vec{d}_a \cdot \vec{\mathcal{E}} | \Phi' \rangle \quad (11a)$$

onde E' é a energia do estado inicial Φ' e D_0 é a derivada temporal covariante agindo somente sobre o campo elétrico de cor

$$D_0 = \partial_0 - g\bar{A}_0 \quad (11b)$$

$$(\bar{A}_0)_{cb} \equiv f_{abc} A_{0a} \quad (11c)$$

A amplitude (11a) pode ainda ser escrita como

$$M_{ee} = \frac{ig^2}{8} \langle \Phi h | \vec{x} \cdot \vec{\mathcal{E}} G(E') \vec{x} \cdot \vec{\mathcal{E}} | \Phi' \rangle \quad (12a)$$

onde

$$G(E') \equiv (E' - H_g + iD_0)^{-1} \quad (12b)$$

é a função de Green descrevendo a propagação dos estados intermediários entre os dois vértices de dipolo elétrico de cor.

H_g é a projeção de H no sub-espaço do octeto $\bar{q}\bar{q}$:

$$H_g = P_g H P_g \quad (12c)$$

As amplitudes para transições que envolvem dois dipolos

magnéticos (M_{mm}), e um dipolo elétrico e um dipolo magnético (M_{em}) são:

$$M_{mm} = \frac{ig^2}{6} \frac{1}{4m_q^2} \langle \Phi | h | (\vec{\sigma} - \vec{\sigma}') \cdot \vec{B} G(E') (\vec{\sigma} - \vec{\sigma}') \cdot \vec{B} | \Phi' \rangle \quad (13a)$$

$$M_{em} = \frac{ig^2}{6} \frac{1}{2m_q} \langle \Phi | h | (\vec{\sigma} - \vec{\sigma}') \cdot \vec{B} G(E') \vec{x} \cdot \vec{E} + \vec{x} \cdot \vec{E} G(E') (\vec{\sigma} - \vec{\sigma}') \cdot \vec{B} | \Phi' \rangle . \quad (13b)$$

As dificuldades fundamentais no cálculo dos elementos de matriz (12a) e (13a-b) estão relacionadas com o problema de confinamento: ignorância do mecanismo de hadronização e dos estados intermediários.

4. TAXAS DE TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

A ignorância a respeito do confinamento pode ser contornada assumindo uma hamiltoniana efetiva para descrever os estados intermediários, de modo que o elemento de matriz (12a), por exemplo, torna-se fatorado em um termo envolvendo somente o quarkônio e um termo de hadronização (Kuang e Yan 1981):

$$M_{ee} = \frac{ig^2}{6} \langle \Phi | x_k G(E') x_\ell | \Phi' \rangle \langle h | \mathcal{E}_k \mathcal{E}_\ell | 0 \rangle \quad (14a)$$

onde $G(E')$ pode agora ser escrito como

$$G(E') = \sum_J \frac{|J\rangle \langle J|}{E' - E_J} \quad (14b)$$

sendo E_j o auto-valor correspondente ao estado intermediário $|j\rangle$. Para transições em dois pions o fator de hadronização $\langle \pi\pi | \mathcal{E}_k \mathcal{E}_\ell | 0 \rangle$ é avaliado pela aplicação do teorema *soft-pion* (Kuang e Yan 1981):

$$\begin{aligned} \frac{g^2}{6} \langle \pi_a(q_1) \pi_b(q_2) | \mathcal{E}_k \mathcal{E}_\ell | 0 \rangle &= (2\pi)^3 \delta_{ab} \left[c_1 q_1 \cdot q_2 \delta_{k\ell} \right. \\ &\left. + c_2 \left(q_{1k} q_{2\ell} + q_{2k} q_{1\ell} - \frac{2}{3} \delta_{k\ell} \vec{q}_1 \cdot \vec{q}_2 \right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

As transições $\pi\pi$ são dominadas por duas transições dipolo elétrico de cor. Kuang e Yan (Kuang e Yan 1981) deram fórmulas explícitas para as taxas de transição $\pi\pi$ para vários estados tripleto de spin do quarkônio:

$$\Gamma(^3S_1 \rightarrow ^3S_1 \pi\pi) = G |c_1|^2 |f_{1f}^1|^2 \quad (16a)$$

$$\Gamma(^3D_1 \rightarrow ^3S_1 \pi\pi) = \frac{4}{15} H |c_2|^2 |f_{1f}^1|^2 \quad (16b)$$

$$\Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) = \frac{1}{9} G |c_1|^2 |f_{1f}^0 + 2f_{1f}^2|^2 \quad (16c)$$

$$\Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_1 \pi\pi) = \Gamma(^3P_1 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) = 0 \quad (16d)$$

$$\Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi) = 5 \Gamma(^3P_2 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) = \frac{10}{27} H |c_2|^2 |f_{1f}^0 + \frac{1}{5} f_{1f}^2|^2 \quad (16e)$$

$$\Gamma(^3P_1 \rightarrow ^3P_1 \pi\pi) = \Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) + \frac{1}{4} \Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi) \quad (16f)$$

$$\Gamma(^3P_1 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi) = \frac{5}{3} \Gamma(^3P_2 \rightarrow ^3P_1 \pi\pi) = \frac{3}{4} \Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi) \quad (16g)$$

$$\Gamma(^3P_2 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi) = \Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) + \frac{7}{20} \Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_2 \pi\pi). \quad (16h)$$

G e H são integrais de espaço de fase:

$$G = \frac{3M_f}{4M_i} \pi^3 \int dM_{\pi\pi}^2 K \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2} \right]^{1/2} \left[M_{\pi\pi}^2 - 2m_\pi^2 \right]^2 \quad (16i)$$

$$H = \frac{1}{20} \frac{M_f}{M_i} \pi^3 \int dM_{\pi\pi}^2 K \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2} \right]^{1/2} \left[\left(M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2 \right)^2 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{K^2}{M_{\pi\pi}^2} \right) + \frac{2K^4}{14M_{\pi\pi}^4} \left(M_{\pi\pi}^4 + 2m_\pi^2 M_{\pi\pi}^2 + 6m_\pi^4 \right) \right] \quad (16j)$$

com

$$K = \frac{1}{2M_i} \left[\left[M_i + M_f \right]^2 - M_{\pi\pi}^2 \right]^{1/2} \left[\left[M_i - M_f \right]^2 - M_{\pi\pi}^2 \right]^{1/2} \quad (16k)$$

onde f_{if}^ℓ é definido por

$$f_{if}^\ell = \sum_k \frac{1}{M_i - M_{k\ell}} \left[\int dr \ r^3 R_f(r) R_{k\ell}(r) \right] \left[\int dr' \ r'^3 R_{k\ell}(r') R_i(r') \right] \quad (16l)$$

e onde $R_i(r)$, $R_f(r)$ e $R_{k\ell}(r)$ são as funções de onda radiais dos estados inicial, final e dos estados intermediários, respectivamente.

As transições $^3S_1 \rightarrow ^3S_1 \eta$ são dominadas por transições m-m e e-m, com elementos de matriz dados respectivamente por (13a) e (13b). Estes elementos de matriz podem ainda ser escritos como

$$M_{mm} = \frac{ig^2}{24m_q^2} \langle \Phi | (\sigma - \sigma')_k G(E') (\sigma - \sigma')_\ell | \Phi' \rangle \langle \eta | \mathcal{B}_k \mathcal{B}_\ell | 0 \rangle \quad (17a)$$

$$M_{cm} = \frac{ig^2}{12m_q^2} \frac{1}{3} \langle \Phi | \chi_k G(E') \chi_k S_\ell | \Phi' \rangle \langle \eta | \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{B}}_\ell + \vec{\mathcal{B}}_\ell \cdot \vec{\mathcal{E}} | 0 \rangle \quad (17b)$$

onde \vec{S} é o spin total dos sistema $q\bar{q}$. Kuang e Yan (Kuang e Yan 1981) encontraram que

$$\langle \eta | \mathcal{B}_k \mathcal{B}_\ell | 0 \rangle = 0 \quad (18a)$$

$$\frac{g^2}{12} \langle \eta | \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{B}}_\ell + \vec{\mathcal{B}}_\ell \cdot \vec{\mathcal{E}} | 0 \rangle = i \frac{c_3}{\sqrt{2}\omega} q_k \quad (18b)$$

onde q é o momentum de η . A taxa de transição calculada de (17a-b) e (18a-b) é

$$\Gamma(^3S_1 \rightarrow ^3S_1 \eta) = \frac{8\pi^2}{27} \frac{M_f c_3^2}{M_i m_q^2} |f_{if}^1|^2 q^3 \quad (19)$$

onde f_{if}^1 é a amplitude definida em (16 ℓ) com $\ell = 1$.

Para avaliar numericamente as taxas de transição deve-se especificar a hamiltoniana que descreve os estados intermediários e determinar as constantes c_1 , c_2 e c_3 . No limite $m_\pi = 0$ os processos $\Phi' \rightarrow \Phi \pi\pi$ e $\Phi' \rightarrow \Phi gg$ (gluons reais) têm a mesma cinemática e há uma correspondência um a um entre suas taxas. Neste limite a razão $|c_2|/|c_1|$ é dada pela taxa de transição em dois gluons reais:

$$|c_2|/|c_1| = 3 \quad (20)$$

5. MODELOS PARA OS ESTADOS INTERMEDIÁRIOS

Kuang e Yan (Kuang e Yan 1981) consideraram, inicialmente, os estados intermediários como consistindo de um par $q\bar{q}$ livre e um gluon livre, como no modelo de partons, obtendo

$$\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi) = 4 \text{ KeV} \quad (21a)$$

$$\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi) = 0,1 \text{ KeV} \quad (21b)$$

$$\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi) = 6 \text{ KeV} \quad (21c)$$

Também desprezaram a não localidade da função de Green, que descreve os estados intermediários, aproximando-a por uma constante. Neste caso obtiveram

$$\Gamma(\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi) = 20 \text{ KeV} \quad (22a)$$

$$\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi) = 35 \text{ KeV} \quad (22b)$$

$$\Gamma(\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi) = 0,5 \text{ KeV} \quad (22c)$$

Os resultados correspondentes às hipóteses acima não concordam entre si, nem com os resultados experimentais àquela época (veja a Tabela 1 adiante).

Kuang e Yan (Kuang e Yan 1981) apresentaram ainda uma outra

proposta. Identificaram os estados intermediários com os estados vibracionais (Tye 1976; Giles e Tye 1976, 1977; Buchmüller e Tye 1980) do modelo *quark confining string* (QCS). A prescrição para o potencial que descreve os estados vibracionais é (Buchmüller e Tye 1980)

$$V_v = V(r) + \left[V_n(r) - r/a^2 \right] + A_v/r \quad (23a)$$

onde $V(r)$ é o potencial para o quarkônio. O potencial $V_n(r)$ é definido implicitamente como

$$V_n(r) = r/a^2 \left[1 + \frac{2\pi a^2 n}{(r - 2d)^2 + 4d^2} \right]^{1/2} \quad (23b)$$

$$\equiv r/a^2 \left[2 - \alpha_n^2(r) \right]^{-1/2}$$

com

$$d = \frac{r^2 \alpha_n(r)}{4a^2 \left[2m_q + r/a^2 \alpha_n(r) \right]} \quad (23c)$$

Kuang e Yan consideraram $n = 1$, correspondendo ao primeiro modo vibracional da *string*. A constante A_v foi ajustada ao mais baixo estado vibracional do sistema $c\bar{c}$, considerado como sendo $M_v = 4,03$ GeV. Três modelos de potencial foram considerados: o potencial do Grupo de Cornell (veja, e.g., Eichten et al. 1980), o potencial de Bhanot-Rudaz (Bhanot e Rudaz 1978) e o potencial de Richardson (veja, e.g., Buchmüller, Grunberg e Tye 1980). A constante c_1 assumiu valores bem diferentes nos três modelos,

contudo, as taxas tornaram-se surpreendentemente consistentes entre si e com os dados experimentais (veja a tabela adiante).

Liu e Kuang (Liu e Kuang 1987) usaram o modelo de sacola do MIT para descrever o quarkônio e os estados híbridos. Os estados híbridos foram identificados como sendo os estados intermediários das transições hadrônicas. A maioria dos resultados obtidos com esta identificação são muito próximos dos resultados obtidos com a abordagem de Kuang e Yan.

As taxas de transições hadrônicas calculadas com o modelo de sacola do MIT (Liu e Kuang 1987) e o modelo QCS (Kuang e Yan 1981) estão ilustradas na tabela a seguir.

No Capítulo III apresentamos uma proposta alternativa para a identificação dos estados intermediários. Adotamos o espectro de estados ligados de dois gluons massivos como o espectro de estados intermediários das transições hadrônicas.

TABELA 1

Larguras das transições hadrônicas na família Υ , em KeV. Os resultados experimentais (Particle Data Group 1986) foram derivados da relação $\Gamma = \Gamma_{\text{tot}} \cdot \text{BR}$.

	SACOLA	QCS	EXPERIMENTAL
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	8	7	8,20
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	4	0,2	0,54
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi$	0,2	0,4	0,37
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \eta$		0,01	0,01
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta$	0,006	0,009	
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,4	0,4	
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,04	0,04	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,4	0,4	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,03	0,03	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,01	0,01	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,02	0,02	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,4	0,4	
$1^3D_1 \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	22	24	

6. O ESPECTRO DO DIPION

Além das taxas de transições, as propriedades do sistema $\pi\pi$ são de interesse. Os pions irradiados nas transições hadrônicas têm baixas energias, portanto as técnicas de *soft pion* podem ser exploradas para se determinar as propriedades do dipion. Usando PCAC e álgebra de correntes, Yan (Yan 1980) encontrou uma distribuição de massa para o dipion nas transições $n^3S_1 \rightarrow n^3S_1 \pi\pi$ dada por

$$\frac{d\Gamma}{dM_{\pi\pi}} = K \left[M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2 \right]^{1/2} \left[M_{\pi\pi}^2 - 2m_\pi^2 \right]^2 \quad (24)$$

onde K é dado por (16k).

A forma dos espectros do dipion não depende do sistema $q\bar{q}$, i.e., se $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$, exceto por uma mudança que é obviamente prescrita pela alteração do espaço de fase. A distribuição de massa do dipion dada por (24) tem um pico na direção de altos valores de $M_{\pi\pi}$, como mostra a Figura 1 a seguir. Esta previsão tem sido verificada para as transições $\psi' \rightarrow \psi\pi\pi$ e $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$, no entanto, as experiências sugerem que a transição $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ fornece um espectro do dipion aproximadamente uniforme (Green et al. 1982; Mageras et al. 1982). Na transição $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ os pions são mais energéticos que nas transições $2S \rightarrow 1S$ e não se espera que PCAC funcione muito bem. Além disso a proximidade do Υ'' do limiar para o decaimento em $B\bar{B}$ pode tornar necessário a inclusão de efeitos de canais acoplados. Contudo é inquietante que haja uma variação tão drástica no espectro do dipion.

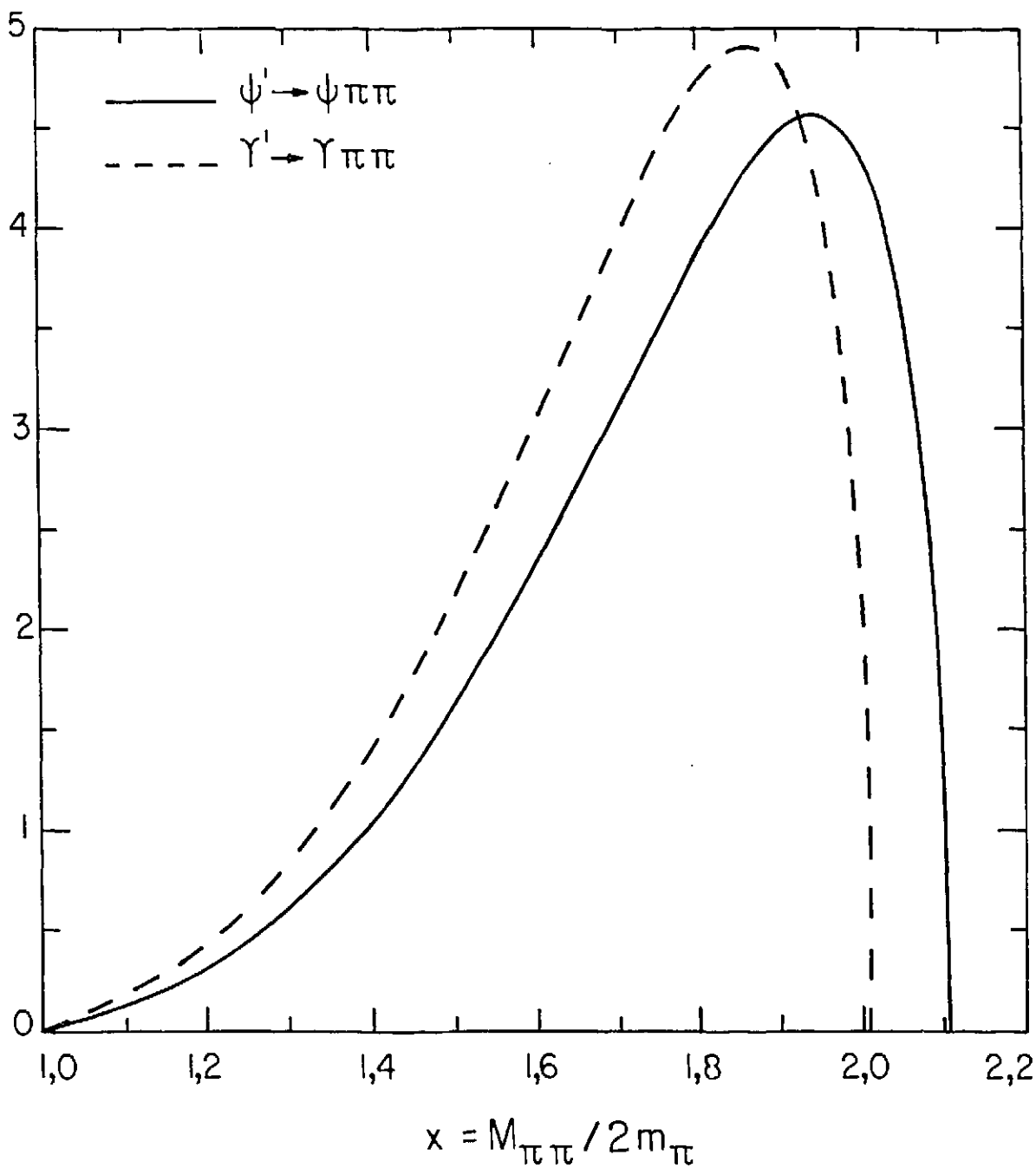


Figura 1 - Distribuição de massa do dipion nas transições $\psi' \rightarrow \psi \pi\pi$ e $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$ dada pela eq. (24). A normalização absoluta e a normalização relativa entre as duas transições são arbitrárias.

7. $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$

A transição hadrônica $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$ foi observada recentemente, implicando em duas possibilidades para a taxa de transição (veja, e.g., Kuang e Yan 1990):

$$\Gamma_I(\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 37 \text{ KeV} \quad (25a)$$

$$\Gamma_{II}(\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 55 \text{ KeV} \quad (25b)$$

Kuang e Yan (Kuang e Yan 1990) calcularam a taxa para o processo $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$, considerando a mistura S-D com uma pequena componente de onda S para o $\psi(3770)$. Eles usaram o modelo de potencial do grupo de Cornell (Eichten *et al.* 1980) e o modelo QCS (Kuang e Yan 1981), usados anteriormente na descrição dos estados intermediários das transições hadrônicas.

A mistura

$$\psi' \equiv \psi(3685) = \psi_{2S} \cos(\theta) + \psi_{1D} \sin(\theta) \quad (26a)$$

$$\psi'' \equiv \psi(3770) = -\psi_{2S} \sin(\theta) + \psi_{1D} \cos(\theta) \quad (26b)$$

é determinada a partir das larguras leptônicas (veja, e.g., Novikov *et al.* 1978):

$$\Gamma(\psi' \rightarrow e^+ e^-) = 16\pi\alpha^2 (2/3)^2 \quad (27a)$$

$$x \frac{\left| \cos(\theta) \psi_{2S}(0) + \sin(\theta) \frac{5}{\sqrt{2}} \frac{\psi_{1D}''(0)}{2m_c^2} \right|^2}{M^2(\psi')}$$

$$\Gamma(\psi'' \rightarrow e^+ e^-) = 16\pi\alpha^2 (2/3)^2 \quad (27b)$$

$$x \frac{\left| \cos(\theta)\psi_{2S}(0) - \sin(\theta) \frac{5}{\sqrt{2}} \frac{\psi''_{1D}(0)}{2m_c^2} \right|^2}{M^2(\psi'')}$$

onde $\psi''_{1D}(0)$ é a segunda derivada da função de onda na origem. Tomando os valores experimentais das taxas leptônicas Kuang e Yan encontraram duas soluções para o ângulo de mistura: $\theta = -10^\circ$ e $\theta = 29,5^\circ$. A mistura S-D não ocasiona nenhuma interferência entre as amplitudes. As larguras para os processos $\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ e $\psi'' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ são (Kuang e Yan 1990):

$$\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi) = |c_1|^2 \left[\cos^2(\theta) G_{\psi'} |f_{2S,1S}^1(M_{\psi'})|^2 + \frac{4}{15} \left| \frac{c_2}{c_1} \right|^2 \sin^2(\theta) H_{\psi'} |f_{1D,1S}^1(M_{\psi'})|^2 \right] \quad (28a)$$

$$\Gamma(\psi'' \rightarrow J/\psi\pi\pi) = |c_1|^2 \left[\sin^2(\theta) G_{\psi''} |f_{2S,1S}^1(M_{\psi''})|^2 + \frac{4}{15} \left| \frac{c_2}{c_1} \right|^2 \cos^2(\theta) H_{\psi''} |f_{1D,1S}^1(M_{\psi''})|^2 \right] \quad (28b)$$

O ângulo de mistura $\theta = 29,5^\circ$ prediz uma taxa para a transição $\psi'' \rightarrow J/\psi\pi\pi$ maior que a taxa para $\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi$, independentemente da razão $|c_2|/|c_1|$, sendo inconsistente com os dados experimentais. Conseqüentemente, Kuang e Yan consideraram apenas o ângulo de

mistura $\theta = -10^\circ$. Para testar a sensibilidade dos cálculos para uma razão $|c_2|/|c_1|$ diferente daquela fornecida pela aproximação $m_\pi = 0$, Kuang e Yan também consideraram o cálculo com $|c_2| = |c_1|$. Os resultados são:

$$\Gamma_{\text{QCS}}(\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi) = \begin{cases} 107 \text{ KeV} & (|c_2| = 3|c_1|) \\ 20 \text{ KeV} & (|c_2| = |c_1|) \end{cases} \quad (29)$$

Kuang e Yan também consideraram o processo $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$ com o modelo de sacola do MIT (Liu e Kuang 1987) para descrever os estados intermediários. Os resultados são:

$$\Gamma_{\text{MIT}}(\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi) = \begin{cases} 140 \text{ KeV} & (|c_2| = 3|c_1|) \\ 28 \text{ KeV} & (|c_2| = |c_1|) \end{cases} \quad (30)$$

As taxas obtidas pelos dois modelos são de duas a três vezes maiores que as taxas observadas (25). O $\psi(3770)$ está acima do limiar para o decaimento em hádrons charmosos e provavelmente os efeitos de canais acoplados fornecem correções significativas.

ESTADOS LIGADOS DE GLUONS E TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

Gottfried (Gottfried 1978) e Yan (Yan 1980) desenvolveram o formalismo para a expansão em multipolos para a QCD, como sumarizado no Capítulo II. As dificuldades fundamentais na avaliação dos elementos de matriz dados por (II.11a) e (II.13a-b) estão relacionadas com a questão do confinamento: incerteza acerca do mecanismo de hadronização, e falta de informação acerca do espectro de estados intermediários. O fator de hadronização é avaliado pela aplicação do teorema de pion soft. Kuang e Yan (Kuang e Yan 1981) identificaram os estados vibracionais como sendo os estados intermediários, enquanto Liu e Kuang (Liu e Kuang 1987) usaram estados híbridos. Embora os espectros dos estados intermediários sejam bem diferentes, a maioria dos resultados são compatíveis entre si e com os dados experimentais. Neste capítulo abordamos o cálculo dos espectros de *glueballs* e híbridos e adotamos o espectro do sistema gluon-gluon, no octeto de cor, como sendo o espectro dos estados intermediários das transições hadrônicas. Começamos com a descrição de um modelo de potencial usado anteriormente no setor de quarks e com o esboço de uma estratégia para a extensão deste modelo para o setor gluônico.

1. A ESPECTROSCOPIA DE MÉSONS E BÁRIONS

A equação de Schrödinger com o potencial estático

$$V(r_{ij}) = F_c \frac{\alpha_s}{r_{ij}} + Kr_{ij}^{0,5} + C_{ij} \quad (1)$$

acrescido de correções relativísticas dependentes de spin, tem sido utilizada no setor de quarks leves e pesados, fornecendo excelente concordância entre os espectros teóricos e experimentais de mésons (Carvalho, Chanda e d'Oliveira 1978; Carvalho e d'Oliveira 1982; Castro, Carvalho e d'Oliveira 1985). F_c é o produto escalar dos spins F de cor de dois corpos, relacionado com o operador de Casimir quadrático do grupo $SU_c(3)$. Para o par $q\bar{q}$ no estado singleto de cor $F_c = -4/3$ (veja a Tabela 4 na Sec. I.5). As massas dos quarks de valência e os parâmetros do potencial (1) para o sistema $q\bar{q}$ são dados por

$$m_b = 4,5 \text{ GeV} \quad (2a)$$

$$m_c = 1,5 \text{ GeV} \quad (2b)$$

$$m_s = 0,5 \text{ GeV} \quad (2c)$$

$$m_d = m_u = 0,38 \text{ GeV} \quad (2d)$$

$$\alpha_s = 0,187 \quad (3)$$

$$K = 0,767 \text{ GeV}^{3/2} \quad (4)$$

$$C_{1J} = (0,01x^2 + 0,146x - 1,412) \text{ GeV} \quad (5)$$

$$x = \text{Ln} \left[(m_q m_{\bar{q}}^2 + m_{\bar{q}}^2 m_q) \text{GeV}^{-3} \right]. \quad (6)$$

com as massas em (6) sendo dadas em GeV.

Para o tratamento da espectroscopia de três corpos introduz-se um sistema de coordenadas interno, que descreve a forma do triângulo formado pelos três corpos, e um sistema de coordenadas externo, que descreve a orientação desse triângulo no espaço. A equação de Schrödinger para esse problema reduz-se então a um sistema de equações acopladas nas coordenadas internas. Para os estados de onda S, P e D um método formulado por Zickendraht (Zickendraht 1965) permite transformar o problema de três corpos em um problema unidimensional. O espectro de bárions tem sido calculado com o método de Zickendraht, supondo que o potencial de três corpos pode ser descrito como uma soma de potenciais entre pares (d'Oliveira, Carvalho e Gerck 1983; Vale, Castro e Carvalho 1986). O diquark qq na representação irredutível $\bar{3}$ tem $F_G = -2/3$, de modo que o diquark tem um peso relativo ao quarkônio igual a $1/2$. O potencial de curto alcance para o diquark é $1/2$ vezes o potencial de curto alcance para o quarkônio. Tem sido assumido que esta regra não é somente válida para o potencial de curto alcance, mas também sobrevive para o potencial confinante, portanto o potencial do diquark tem a mesma forma que o potencial do quarkônio, com todos os parâmetros multiplicados por $1/2$.

2. O SISTEMA gg

O sucesso da descrição da espectroscopia hadrônica com o potencial (1), no setor de quarks, já seria motivação suficiente para investigar sua extensão para o setor gluônico. Uma motivação adicional para essa extensão decorre da possibilidade da adoção do espectro de massas do sistema gluon-gluon, no octeto de cor, como sendo o espectro de estados intermediários nas transições hadrônicas.

Assumindo que os gluons de valência adquirem uma massa efetiva, devido ao confinamento, surge a possibilidade de estados com graus de liberdade gluônicos serem descritos pelo modelo de potencial não relativístico. Estados ligados de dois gluons massivos dão surgimento a estados vetoriais e pseudo-vetoriais, que são proibidos para sistemas de duas partículas vetoriais, livres e sem massas (Yang 1950). Assumindo ainda, como no caso de bárions, a regra de multiplicar todos os parâmetros do potencial do quarkônio por um fator de cor relativo, a massa efetiva do gluon torna-se o único "parâmetro" livre do modelo. Portanto, relacionamos o potencial estático para o sistema gg com o potencial do quarkônio através da relação

$$V_{gg}(r) = F_C' V_{q\bar{q}}(r) \quad (7)$$

onde o fator de cor relativo para o gluônio é $F_C' = 9/4$, e para o sistema gg no octeto de cor $F_C' = 9/8$.

Preliminarmente foi assumido que o potencial entre qualquer par de constituintes, incluindo as correções relativísticas dependentes de spin, fosse o mesmo que o potencial do quarkônio,

exceto pelo fator multiplicativo devido ao grupo de cor (Castro, Carvalho e Antunes 1986). A massa efetiva do gluon foi ajustada considerando apenas os g_T 's como candidatos a *glueballs*. Contudo, ao espalhamento $gg \rightarrow gg$ correspondem outros diagramas de Feynman, mesmo em ordem mais baixa, além de um único diagrama de troca de um gluon. Estes diagramas adicionais modificam o potencial associado com a interação dependente de spin (veja o Capítulo IV).

Posteriormente o espectro do gluônio foi calculado fixando-se a massa efetiva do gluon através de um processo indireto. O espectro do sistema gluon-gluon, na representação do octeto de cor, foi considerado como sendo o espectro de estados intermediários nas transições hadrônicas. A massa efetiva do gluon foi obtida através do ajuste das taxas de transições hadrônicas na família Y (Castro, Carvalho e Antunes 1990).

3. CÁLCULO DAS TAXAS DE TRANSIÇÕES HADRÔNICAS

O formalismo da expansão em multipolos (Yan 1980) permitiu o surgimento de fórmulas explícitas para as taxas de transições hadrônicas para vários estados tripletos de spin do quarkônio (Kuang e Yan 1981). Estas taxas foram fornecidas no Capítulo II e para facilidade de referência as transcrevemos aqui:

$$\Gamma(^3S_1 \rightarrow ^3S_1 \pi\pi) = G |c_1|^2 |f_{if}^1|^2 \quad (8a)$$

$$\Gamma(^3D_1 \rightarrow ^3S_1 \pi\pi) = \frac{4}{15} H |c_2|^2 |f_{if}^1|^2 \quad (8b)$$

$$\Gamma(^3P_0 \rightarrow ^3P_0 \pi\pi) = \frac{1}{9} G |c_1|^2 |f_{if}^0|^2 + 2|f_{if}^2|^2 \quad (8c)$$

$$\Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1 \pi\pi) = \Gamma({}^3P_1 \rightarrow {}^3P_0 \pi\pi) = 0 \quad (8d)$$

$$\Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi) = 5 \Gamma({}^3P_2 \rightarrow {}^3P_0 \pi\pi) = \frac{10}{27} H |c_2|^2 |f_{1f}^0|^2 + \frac{1}{5} |f_{1f}^2|^2 \quad (8e)$$

$$\Gamma({}^3P_1 \rightarrow {}^3P_1 \pi\pi) = \Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_0 \pi\pi) + \frac{1}{4} \Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi) \quad (8f)$$

$$\Gamma({}^3P_1 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi) = \frac{5}{3} \Gamma({}^3P_2 \rightarrow {}^3P_1 \pi\pi) = \frac{3}{4} \Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi) \quad (8g)$$

$$\Gamma({}^3P_2 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi) = \Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_0 \pi\pi) + \frac{7}{20} \Gamma({}^3P_0 \rightarrow {}^3P_2 \pi\pi). \quad (8h)$$

G e H são integrais de espaço de fase:

$$G = \frac{3M_f}{4M_1} \pi^3 \int dM_{\pi\pi}^2 K \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2} \right]^{1/2} \left[M_{\pi\pi}^2 - 2m_\pi^2 \right]^2 \quad (8i)$$

$$H = \frac{1}{20} \frac{M_f}{M_1} \pi^3 \int dM_{\pi\pi}^2 K \left[1 - \frac{4m_\pi^2}{M_{\pi\pi}^2} \right]^{1/2} \left[\left[M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2 \right]^2 \left[1 + \frac{2}{3} \frac{K^2}{M_{\pi\pi}^2} \right] + \frac{3K^4}{14M_1^4} \left[M_{\pi\pi}^4 + 2m_\pi^2 M_{\pi\pi}^2 + 6m_\pi^4 \right] \right] \quad (8j)$$

com

$$K = \frac{1}{2M_1} \left[\left[M_1 + M_f \right]^2 - M_{\pi\pi}^2 \right]^{1/2} \left[\left[M_1 - M_f \right]^2 - M_{\pi\pi}^2 \right]^{1/2} \quad (8k)$$

onde f_{1f}^ℓ é definido por

$$f_{if}^{\ell} = \sum_k \frac{1}{M_1 - M_{k\ell}} \left[\int dr r^3 R_f(r) R_{k\ell}(r) \right] \left[\int dr' r'^3 R_{k\ell}(r') R_i(r') \right] \quad (8\ell)$$

e onde $R_i(r)$, $R_f(r)$ e $R_{k\ell}(r)$ são as funções de onda radiais dos estados inicial, final e dos estados intermediários, respectivamente.

As transições η têm taxas dadas por

$$\Gamma(^3S_1 \rightarrow ^3S_1 \eta) = \frac{8\pi^2}{27} \frac{M_f c_3^2}{M_1 m_q^2} |f_{if}^1|^2 q^3 \quad (8m)$$

onde q é módulo do momentum de η e f_{if}^1 é a amplitude definida em (8\ell) com $\ell = 1$.

Usando a prescrição dada por (7) calculamos numericamente $M_{k\ell}$ e $R_{k\ell}(r)$ para os estados ligados de dois gluons no octeto de cor. Em seguida calculamos as taxas de transições $\pi\pi$. A constante c_1 é determinada pelo dados experimentais $\Gamma_{tot}(\psi') = (243 \pm 43) \text{ KeV}$ e $BR(\psi' \rightarrow \psi\pi\pi) = (50 \pm 4)\%$ (Particle Data Group 1988). A constante c_2 é fixada pelo resultado estabelecido pela aproximação de dois gluons, viz. $|c_2| = 3|c_1|$ (veja a eq. (20) no Capítulo II). O único "parâmetro" livre do modelo para as transições $\pi\pi$, a massa efetiva do gluon, é obtida através do ajuste que minimiza os desvios entre as taxas de transição $\pi\pi$ na família Υ obtidas com este modelo e as taxas obtidas experimentalmente. Seguindo estes passos obtemos os resultados ilustrados na Tabela 1 (Castro, Carvalho e Antunes 1990). A massa efetiva do gluon é $m_{er} = 799 \text{ MeV}$. Nas transições η a constante c_3 é fixada pela transição $\psi' \rightarrow \psi\eta$ que tem taxa de desintegração relativa igual a $(2,7 \pm 0,4)\%$

(Particle Data Group 1988). O espectro de massas dos estados intermediários está ilustrado na Tabela 2. No cálculo dos f_{1f}^{ℓ} , em geral, são necessários 40 estados intermediários para se alcançar a convergência da série (8ℓ). Este alto número de estados intermediários é devido ao fato que as massas para os mais baixos estados intermediários estão abaixo das massas dos estados $q\bar{q}$ envolvidos.

Calculamos a taxa para a transição $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$ considerando a mistura S-D (veja a Seção 7 do Capítulo II):

$$\psi' \equiv \psi(3685) = \psi_{2S} \cos(\theta) + \psi_{1D} \sin(\theta) \quad (9a)$$

$$\psi'' \equiv \psi(3770) = -\psi_{2S} \sin(\theta) + \psi_{1D} \cos(\theta) \quad (9b)$$

Encontramos um ângulo de mistura igual a $\theta = -12,1^\circ$, implicando que o $\psi(3685)$ tem uma componente de onda D de apenas 4% na mistura S-D. Com as fórmulas dadas por Kuang e Yan (Kuang e Yan 1990)

$$\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi) = |c_1|^2 \left[\cos^2(\theta) G_{\psi'} |f_{2S, 1S}^1(M_{\psi'})|^2 + \frac{4}{15} \left| \frac{c_2}{c_1} \right|^2 \sin^2(\theta) H_{\psi'} |f_{1D, 1S}^1(M_{\psi'})|^2 \right] \quad (10a)$$

$$\Gamma(\psi'' \rightarrow J/\psi \pi \pi) = |c_1|^2 \left[\sin^2(\theta) G_{\psi''} |f_{2S, 1S}^1(M_{\psi''})|^2 + \frac{4}{15} \left| \frac{c_2}{c_1} \right|^2 \cos^2(\theta) H_{\psi''} |f_{1D, 1S}^1(M_{\psi''})|^2 \right] \quad (10b)$$

encontramos as larguras

$$\Gamma(\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi) = \begin{cases} 213 \text{ KeV} & (|c_2| = 3 |c_1|) \\ 17 \text{ KeV} & (|c_2| = |c_1|) \end{cases} \quad (11)$$

Enquanto que os dois possíveis valores experimentais são 37 KeV e 55 KeV (veja, *e.g.*, Kuang e Yan 1990).

TABELA 1

Taxas de transições hadrônicas nas família Υ (em KeV). As taxas experimentais (Particle Data Group 1988) são calculadas por $\Gamma = \Gamma_{\text{tot}} \cdot \text{BR}$. A massa efetiva do gluon é igual a 799 MeV.

	gg	EXPERIMENTAL
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	13,38	12,01
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	2,09	0,94
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi$	0,39	0,57
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \eta$	0,09	0,0088
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta$	0,007	
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \eta$	0,16	
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,4	
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,04	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,4	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,03	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,008	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,02	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,4	
$1^3D_1 \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	6,06	

TABELA 2

Espectro de massas dos estados ligados gg no octeto de cor (em GeV) para gluon com massa efetiva igual a 799 MeV.

1S	1,569	1P	2,069	1D	2,424
2S	2,296	2P	2,606	2D	2,866
3S	2,783	3P	3,018	3D	3,229

Para comparação com outros modelos, os resultados usando dados experimentais anteriores $\Gamma_{tot}(\psi') = (215 \pm 40) \text{ KeV}$, $BR(\psi' \rightarrow \psi\pi\pi) = (50 \pm 4)\%$ e $BR(\psi' \rightarrow \psi\eta) = (2,7 \pm 0,4)\%$ (Particle Data Group 1986) estão ilustrados na Tabela 3. Neste caso a massa efetiva do gluon é $m_{ef} = 800 \text{ MeV}$.

Olhando a Tabela 3 percebemos a similaridade entre os resultados derivados dos três modelos para as transições S-S e P-P. Essa similaridade é surpreendente para as taxas de transição envolvendo os estados de onda P. Nossos resultados para estas transições confirmam a observação de Liu e Kuang (Liu e Kuang 1987) que os resultados para as taxas de transições hadrônicas calculadas com o formalismo da expansão em multipolos não são muito sensíveis ao modelo específico para os estados intermediários. Contudo nosso resultado para a transição $1^3D_1 \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ é menor que os resultados derivados pelos modelos de sacola (Liu e Kuang 1987) e QCS (Kuang e Yan 1981) por um fator da ordem de 5. A taxa para a transição $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$ difere do resultado do modelo de sacola e do resultado experimental por um fator igual a 6, mas nosso resultado difere do resultado experimental mais recente por uma ordem de grandeza (veja a Tabela 1). Para a transição $\psi(3770) \rightarrow J/\psi\pi\pi$ o ângulo de mistura de $-12,1^\circ$ fornece as taxas ilustradas na Tabela 4. Lá também ilustramos os valores obtidos por Kuang e Yan (Kuang e Yan 1990). A grande maioria de nossos resultados, como se pode observar, não difere significativamente dos resultados obtidos por outros modelos. As diferenças entre esses valores e os valores experimentais são atribuídas a efeitos de canais acoplados, visto que o $\psi(3770)$ está acima do limiar para o decaimento em hádrons charmosos.

TABELA 3

Taxas de transições hadrônicas na família Υ (em KeV) calculadas apenas para comparação com as taxas calculadas por outros modelos. As taxas experimentais (Particle Data Group 1986) são calculadas por $\Gamma = \Gamma_{tot} \cdot BR$. A massa efetiva do glúon é igual a 800 MeV

	gg	SACOLA	QCS	EXPERIMENTAL
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	8,33	8	7	8,20
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	1,60	4	0,2	0,54
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \pi \pi$	0,23	0,2	0,4	0,37
$\Upsilon' \rightarrow \Upsilon \eta$	0,06	0,01		0,01
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \eta$	0,004	0,006	0,009	
$\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon' \eta$	0,11			
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,4	0,4	0,4	
$2^3P_0 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,04	0,04	0,04	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,4	0,4	0,4	
$2^3P_1 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,03	0,03	0,03	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_0 \pi \pi$	0,008	0,01	0,01	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_1 \pi \pi$	0,02	0,02	0,02	
$2^3P_2 \rightarrow 1^3P_2 \pi \pi$	0,4	0,4	0,4	
$1^3D_1 \rightarrow \Upsilon \pi \pi$	4,83	22	24	

TABELA 4

Largura da transição $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$ (em KeV) calculada apenas para comparação com os resultados derivados por outros modelos. A massa efetiva do gluon é igual a 800 MeV.

		gg	SACOLA	QCS	EXPERIMENTAL
$\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi \pi$	$ c_2 = 3 c_1 $	147	140	107	37/55
	$ c_2 = c_1 $	25	28	20	

4. OS ESPECTROS DE MASSAS DE GLUEBALLS E HÍBRIDOS

Na Seção 2 deste capítulo descrevemos uma estratégia para abordar o problema dos estados ligados de dois gluons. A identificação do espectro do sistema gg, no octeto de cor, com o espectro dos estados intermediários das transições hadrônicas nos permitiu fixar o valor da massa efetiva do gluon em 799 MeV, de acordo com os dados experimentais mais recentes (Particle Data Group 1988). Agora estamos aptos para calcular o espectro de massas do gluônio. A mesma estratégia nos permite ainda abordar o problema dos estados ligados ggg e $q\bar{q}g$. Assumimos aqui, como no caso da espectroscopia de bárions, que o potencial de três corpos pode ser descrito como uma soma de potenciais entre pares. Os pares gg, qg e $\bar{q}g$, nas representações do octeto de cor, têm pesos relativos iguais a 9/8, enquanto o par $q\bar{q}$ tem peso relativo igual a -1/8! (veja a Tabela 4 na Sec. I.5). O potencial para estados híbrdos apresenta um termo repulsivo para o par $q\bar{q}$ na representação irredutível do octeto de cor, contudo, este fato não apresenta nenhum inconveniente visto que a soma dos potenciais dos três pares tem caráter atrativo.

Também adotamos o método de Zickendraht (Zickendraht 1965). Esse método consiste numa série de transformações que permitem passar das coordenadas $(\vec{r}_{12}, \vec{r}_{13}, \vec{r}_{23})$ para um sistema com coordenadas externas e internas. As coordenadas internas (y, α, β) descrevem a forma do triângulo formado pelos três corpos, e as coordenadas externas (ϕ, θ, ψ) descrevem a orientação desse triângulo no espaço. Supondo que o potencial depende apenas das coordenadas internas (forças centrais) Zickendrhat separa as coordenadas internas das coordenadas externas. A equação de Schrödinger reduz-se então a um sistema de equações acopladas nas coordenadas internas. Substituindo o potencial $V(y, \alpha, \beta)$ por um potencial médio $V_0(y)$, no espaço das coordenadas α e β , a equação de Schrödinger assume a forma ($\hbar = 1$):

$$f''(y) + \left\{ m \left[E - V_0(y) \right] - \frac{\frac{15}{4} + 4\lambda(\lambda + 1)}{y^2} \right\} f(y) = 0 \quad (13a)$$

onde

$$m = \frac{m_1 m_2 + m_1 m_3 + m_2 m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \quad (13b)$$

Gerck e d'Oliveira (Gerck e d'Oliveira 1980) calcularam o potencial médio $V_0(y)$ para vários potenciais. Para o caso do potencial (1) temos que

$$V_0(y) = 5,093 F_c \frac{\alpha}{r^s} + 2,4418 Ky^{0,5} + C \quad (14)$$

onde $C = \sum C_{1j}$.

Os espectros de estados gluônicos obtidos pelo processo descrito acima estão ilustrados na tabela a seguir (Castro e Carvalho 1990).

TABELA 5

Espectros de massas para *glueballs* e híbridos, em GeV. A massa efetiva do gluon é igual a 799 MeV.

	1S	2S	3S	1P	2P	1D
gg	0,993	2,320	3,190	1,193	2,887	2,573
ggg	3,203	4,466	5,466	4,046	5,106	4,743
$b\bar{b}g$	11,724	12,581	13,263	12,291	13,014	12,763
$c\bar{c}g$	4,844	5,675	6,335	5,396	6,096	5,854
$s\bar{s}g$	2,755	3,655	4,373	3,348	4,110	3,844
$u\bar{u}g$	2,602	3,535	4,280	3,215	4,005	3,728
$b\bar{c}g$	8,223	9,057	9,720	8,777	9,480	9,237
$b\bar{s}g$	7,213	8,088	8,785	7,791	8,531	8,274
$b\bar{u}g$	7,197	8,101	8,820	7,793	8,557	8,291
$c\bar{s}g$	3,844	4,718	5,413	4,421	5,159	4,903
$c\bar{u}g$	3,817	4,715	5,431	4,409	5,169	4,904
$s\bar{u}g$	2,686	3,605	4,337	3,290	4,067	3,796

Barnes (Barnes 1981) calculou a hamiltoniana de interação gluon-gluon via amplitude de espalhamento. Foi atribuída uma massa para o gluon constituinte, mas os elementos de matriz foram calculados usando somente os estados de dois gluons transversos. Barnes obteve um estado fundamental para o gluônio com massa igual a 1,44 GeV, a massa "fictícia" do gluon sendo de 330 MeV. Lichtenberg, Namgung e Wills (Lichtenberg, Namgung e Wills 1982), usando a equação de Todorov (Todorov 1971) e assumindo que os gluons ligados têm uma massa efetiva, calcularam o espectro do gluônio sem correções dependentes de spin, usando a mesma regra de fator de cor que descrevemos anteriormente. Encontraram um estado fundamental de 1,44 GeV, com uma massa para o gluon igual a 1,103 GeV. Cornwall e Soni (Cornwall e Soni 1983) calcularam os espectros de *glueballs* com dois e três gluons constituintes usando uma espécie de "QCD massiva", com campos de spin 1 massivos interagindo via troca de campos de spin 1 também massivos. Assumindo que o gluon tem uma massa efetiva de 500 MeV encontraram estados fundamentais da ordem de 1,1 GeV e 1,3 GeV para *glueballs* com dois e três gluons de valência, respectivamente. Com QCD na rede (Berg e Billoire 1983) estima-se um estado fundamental para o gluônio com massa igual a 920 MeV. Cálculos baseados no modelo de sacola do MIT (Chanowitz e Sharpe 1983) estimam um estado fundamental para o gluônio com massa no intervalo 0,65-1,70 GeV.

Chanowitz e Sharpe (Chanowitz e Sharpe 1983) calcularam os espectros dos mésons híbridos $c\bar{c}g$ e $b\bar{b}g$, usando o modelo de sacola do MIT, encontrando massas nos intervalos 1,20-1,97 GeV e 1,41-2,28 GeV, respectivamente. Com o modelo *chromodynamics flux-tube* (Isgur, Kokoski e Paton 1985) estima-se massas de mésons

híbridos com constituintes $u\bar{u}g$ e $s\bar{s}g$ da ordem de 1,9 GeV e 2,1 GeV, respectivamente. Cálculos baseados em regras de soma da QCD (Govaerts *et al.* 1987) resultam em massas no intervalo 4,4–5,9 GeV para o méson híbrido $c\bar{c}g$ e no intervalo 10,8–11,8 GeV para o híbrido $b\bar{b}g$.

O procedimento adotado para se obter os espectros da Tabela 5 corresponde a se levar em consideração somente os diagramas de Feynman que contribuem para o potencial coulombiano estático na ordem mais baixa da teoria da perturbação para a QCD. Os espectros de massas foram obtidos com um potencial estático, não incluindo as correções dependentes de spin. Para se obter os espectros de estados físicos é necessário considerar essas correções. O capítulo seguinte se destina ao cálculo do espectro de estados físicos do gluônio. Para este fim consideramos as contribuições de todos os diagramas de Feynman que contribuem na mais baixa ordem para o espalhamento $gg \rightarrow gg$.

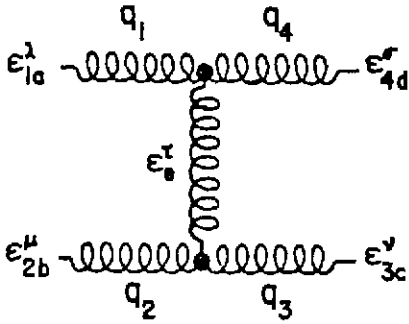
CAPITULO IV

CORREÇÕES DEPENDENTES DE SPIN NO ESPECTRO DO GLUÔNIO

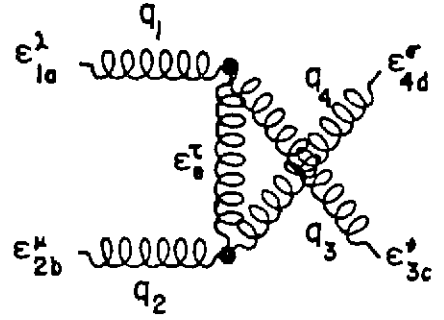
A identificação do espectro experimental de possíveis candidatos experimentais a *glueballs* com o espectro de massas obtido teoricamente só se torna possível com a inclusão de correções dependentes de spin. Neste capítulo tratamos deste problema considerando as contribuições de todos os diagramas de Feynman para o espalhamento gluon-gluon na mais baixa ordem. A primeira aproximação de Born inversa para a QCD resulta no potencial coulombiano acrescido de termos dependentes de spin. No cálculo do espectro de massas consideramos apenas os termos dependentes de spin associados com o potencial em curtas distâncias. Os potenciais coulombiano e confinante são tratados exatamente e os termos dependentes de spin via teoria da perturbação em primeira ordem.

1. AMPLITUDES DE FEYNMAN PARA O PROCESSO $gg \rightarrow gg$

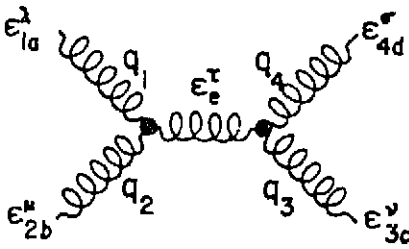
Os diagramas de Feynman que contribuem para o espalhamento $gg \rightarrow gg$ na ordem $O(g^2)$ estão ilustrados abaixo



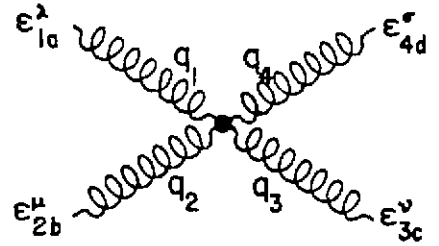
CANAL T



CANAL U



CANAL S



CONTATO

As amplitudes correspondentes são (veja, e.g., Leader e Predazzi 1982):

$$M_t = -g^2 f_{aed} f_{ebc} \epsilon_{4\sigma}^d \epsilon_{3\nu}^c C^{\lambda\tau\sigma}(-q_1, q_1 - q_4, q_4) \frac{g_{\tau\rho}}{t} \quad (7)$$

$$\cdot C^{\tau'\mu\nu}(q_2 - q_3, -q_2, q_3) \epsilon_{1\lambda}^a \epsilon_{2\mu}^b$$

$$M_u = -g^2 f_{aec} f_{ebd} \epsilon_{4\sigma}^d \epsilon_{3\nu}^c C^{\lambda\tau\mu}(-q_1, q_1 - q_3, q_3) \frac{g_{\tau\tau'}}{u} \quad (8)$$

$$C^{\tau'\mu\sigma}(q_2 - q_4, -q_2, q_4) \epsilon_{1\lambda}^a \epsilon_{2\mu}^b$$

$$M_s = -g^2 f_{abe} f_{ecd} \epsilon_{4\sigma}^d \epsilon_{3\nu}^c C^{\lambda\mu\tau}(-q_1, -q_2, q_1 + q_2) \frac{g_{\tau\tau'}}{s} \quad (9)$$

$$C^{\tau'\nu\sigma}(-q_3 - q_4, q_3, q_4) \epsilon_{1\lambda}^a \epsilon_{2\mu}^b$$

$$M_c = -g^2 \epsilon_{4\sigma}^d \epsilon_{3\nu}^c \left[f_{abe} f_{cde} (g^{\lambda\nu} g^{\mu\sigma} - g^{\lambda\sigma} g^{\mu\nu}) \right. \quad (10)$$

$$\left. + f_{ace} f_{bde} (g^{\lambda\mu} g^{\nu\sigma} - g^{\lambda\sigma} g^{\mu\nu}) + f_{ade} f_{cbe} (g^{\lambda\nu} g^{\mu\sigma} - g^{\lambda\mu} g^{\sigma\nu}) \right] \epsilon_{1\lambda}^a \epsilon_{2\mu}^b$$

com

$$t = (q_1 - q_4)^2 = (q_3 - q_2)^2 = k^2 \quad (11)$$

$$u = (q_1 - q_3)^2 = (q_4 - q_2)^2 = q^2 \quad (12)$$

$$s = (q_1 + q_2)^2 = (q_3 + q_4)^2 = E^2 \quad (13)$$

$$C^{\mu\nu\lambda}(q_1, q_2, q_3) = (q_1 - q_2)^\nu g^{\mu\lambda} + (q_2 - q_3)^\mu g^{\lambda\nu} + (q_3 - q_1)^\lambda g^{\mu\nu}. \quad (14)$$

As amplitudes de espalhamento do sistema de dois gluons no estado singlete de cor, levando em consideração que a "função de onda" do sistema gg no estado singlete de cor é

$$|gg\rangle_1 = \frac{1}{\sqrt{8}} \delta_{ab} |g^a g^b\rangle \quad (15)$$

e que $f_{abc} f_{abc} = 24$, podem ser escritas como

$$\begin{aligned}
 M_t^{(1)} = & -\frac{3g^2}{k^2} \left[4\vec{k} \cdot \vec{e}_4 \vec{k} \cdot \vec{e}_3 \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 + 2\vec{k} \cdot \vec{e}_4 (\vec{q}_2 + \vec{q}_3) \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_2 \right. \\
 & - 4\vec{k} \cdot \vec{e}_4 \vec{k} \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_1 - 4\vec{k} \cdot \vec{e}_3 \vec{k} \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_2 - 2\vec{k} \cdot \vec{e}_1 (\vec{q}_2 + \vec{q}_3) \cdot \vec{e}_4 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_2 \\
 & + 4\vec{k} \cdot \vec{e}_2 \vec{k} \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_3 - 2\vec{k} \cdot \vec{e}_3 (\vec{q}_4 + \vec{q}_1) \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_1 \\
 & \left. + (q_4 + q_1) \cdot (q_2 + q_3) \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_2 + 2(\vec{q}_4 + \vec{q}_1) \cdot \vec{e}_3 \vec{k} \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_1 \right]
 \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
 M_u^{(1)} = & -\frac{3g^2}{q^2} \left[4\vec{q} \cdot \vec{e}_3 \vec{q} \cdot \vec{e}_4 \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 + 2\vec{q} \cdot \vec{e}_3 (\vec{q}_2 + \vec{q}_4) \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_2 \right. \\
 & - 4\vec{q} \cdot \vec{e}_3 \vec{q} \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_1 - 4\vec{q} \cdot \vec{e}_4 \vec{q} \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_2 - 2\vec{q} \cdot \vec{e}_1 (\vec{q}_2 + \vec{q}_4) \cdot \vec{e}_3 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_2 \\
 & + 4\vec{q} \cdot \vec{e}_2 \vec{q} \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_4 - 2\vec{q} \cdot \vec{e}_4 (\vec{q}_3 + \vec{q}_1) \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_1 \\
 & \left. + (q_3 + q_1) \cdot (q_2 + q_4) \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_2 + 2(\vec{q}_3 + \vec{q}_1) \cdot \vec{e}_4 \vec{q} \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_1 \right]
 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 M_c^{(1)} = & -3g^2 \left[\vec{e}_4 \cdot \vec{e}_3 \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 - \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_1 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_2 \right. \\
 & \left. - \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_2 \vec{e}_3 \cdot \vec{e}_1 + \vec{e}_4 \cdot \vec{e}_3 \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 \right].
 \end{aligned} \quad (18)$$

O diagrama de aniquilação não fornece nenhuma contribuição porque um glunon está necessariamente na representação do octeto do grupo $SU_c(3)$. No sistema de referência do centro de massa a amplitude correspondente ao gráfico de contato permanece inalterada, enquanto as amplitudes para os canais t e u podem ser escritas como

$$\begin{aligned}
M_t^{(1)} = & \frac{12g^2}{\vec{k}^2} \left[\vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_2 \right. \\
& - \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 - \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 + \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_3 \\
& \left. + \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \frac{2E^2 - \vec{k}^2}{4} \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_2 \right] \quad (19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_u^{(1)} = & \frac{12g^2}{\vec{q}^2} \left[\vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 \right. \\
& - \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_1 - \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_2 + \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_4 \\
& \left. + \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{q} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \frac{2E^2 - \vec{q}^2}{4} \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 \right] . \quad (20)
\end{aligned}$$

Tomando em consideração as polarizações dos gluons correspondentes às pernas externas dos diagramas de Feynman podemos construir os seguintes tensores no canal t :

$$\phi_1 = \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_4 \quad (21a)$$

$$\phi_2 = \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_3 \quad (21b)$$

$$\vec{S}_1 = i\vec{\epsilon}_1 \wedge \vec{\epsilon}_4 \quad (22a)$$

$$\vec{S}_2 = i\vec{\epsilon}_2 \wedge \vec{\epsilon}_3 \quad (22b)$$

$$T_1^{ij} = \frac{1}{2} \left[\epsilon_1^i \epsilon_4^j + \epsilon_1^j \epsilon_4^i \right] - \frac{1}{3} \delta^{ij} \vec{\epsilon}_1 \cdot \vec{\epsilon}_4 \quad (23a)$$

$$T_2^{ij} = \frac{1}{2} \left[\epsilon_2^i \epsilon_3^j + \epsilon_2^j \epsilon_3^i \right] - \frac{1}{3} \delta^{ij} \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_3 . \quad (23b)$$

Os tensores no canal u podem ser obtidos a partir dos tensores no canal t através da substituição $3 \rightarrow 4 \rightarrow 3$. Usando os tensores definidos acima encontramos os seguintes escalares

$$\vec{T}_1 : \vec{T}_2 = \frac{1}{2} \left[\vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 \right] - \frac{1}{3} \phi_1 \phi_2 \quad (24)$$

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 - \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_1 \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \left[\vec{k} \wedge \vec{S}_1 \right] \cdot \left[\vec{k} \wedge \vec{S}_2 \right] &= \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_2 \\ &- \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{\epsilon}_2 \cdot \vec{\epsilon}_1 - \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_3 \end{aligned} \quad (26)$$

$$\phi_1 \vec{k} \cdot \vec{T}_2 \vec{k} + \phi_2 \vec{k} \cdot \vec{T}_1 \vec{k} = \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_3 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_2 \vec{\epsilon}_4 \cdot \vec{\epsilon}_1 + \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_4 \vec{k} \cdot \vec{\epsilon}_1 \vec{\epsilon}_3 \cdot \vec{\epsilon}_2 - \frac{2}{3} \vec{k}^2 \phi_1 \phi_2 \quad (27)$$

Os escalares relacionados com os tensores no canal u podem ser obtidos a partir dos escalares no canal t através das substituições $3 \rightarrow 4 \rightarrow 3$ e $\vec{k} \rightarrow \vec{q}$. A amplitude de espalhamento pode então ser escrita como

$$\begin{aligned} M_t^{(1)} &= \frac{12g^2}{\vec{k}^2} \left[\vec{k} \cdot \vec{S}_1 \vec{k} \cdot \vec{S}_2 - \vec{k}^2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \phi_1 \vec{k} \cdot \vec{T}_2 \cdot \vec{k} + \phi_2 \vec{k} \cdot \vec{T}_1 \cdot \vec{k} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \left[\frac{5}{3} \vec{k}^2 + 2E^2 \right] \phi_1 \phi_2 \right] \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} M_u^{(1)} &= \frac{12g^2}{\vec{q}^2} \left[\vec{q} \cdot \vec{S}'_1 \vec{q} \cdot \vec{S}'_2 - \vec{q}^2 \vec{S}'_1 \cdot \vec{S}'_2 + \phi'_1 \vec{q} \cdot \vec{T}'_2 \cdot \vec{q} + \phi'_2 \vec{q} \cdot \vec{T}'_1 \cdot \vec{q} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \left[\frac{5}{3} \vec{q}^2 + 2E^2 \right] \phi'_1 \phi'_2 \right] \end{aligned} \quad (29)$$

$$M_c^{(1)} = -3g^2 \left[\vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 - \frac{3}{2} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 - \frac{2}{3} \phi_1 \phi_2 \right] \quad (30)$$

onde os tensores com linha (') são tensores definidos no canal u.

2. O POTENCIAL DE INTERAÇÃO EM CURTAS DISTÂNCIAS

A amplitude de espalhamento do processo $gg \rightarrow gg$, na ordem $O(g^2)$, é a primeira aproximação de Born para a QCD, portanto o potencial de interação gluon-gluon, no estado singleto de cor e em curtas distâncias, pode ser obtido pela transformada de Fourier da amplitude de espalhamento:

$$V(\vec{r}) = N_E \int d^3k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} M^{(1)}(\vec{k}) \quad (31)$$

onde N_E é um fator de normalização que pode ser determinado através do conhecimento do valor do fator de grupo F_G para o par gg no estado singleto de cor.

Substituindo a amplitude de espalhamento

$$M^{(1)} = M_t^{(1)} + M_u^{(1)} + M_c^{(1)} \quad (32)$$

no argumento da transformada de Fourier (31) e com a ajuda dos resultados (Bethe e Salpeter 1957)

$$\int d^3k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{r}) \quad (33a)$$

$$\int d^3k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \frac{1}{k^2} = \frac{2\pi^2}{r} \quad (33b)$$

$$\int d^3k e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \vec{a}\cdot\hat{k} \vec{b}\cdot\hat{k} = \frac{2\pi^2}{r^3} (\vec{a}\cdot\vec{b} - 3\vec{a}\cdot\hat{r} \vec{b}\cdot\hat{r}) \quad (33c)$$

encontramos o potencial

$$V(\vec{r}) = -32\pi^3 E^2 N_E \left[-\frac{3\alpha_s}{r} \frac{\phi_1 \phi_2 + \phi'_1 \phi'_2}{2} \right. \quad (34)$$

$$- \frac{12\pi\alpha_s \delta^3(\vec{r})}{E^2} \frac{\phi_1 \phi_2 + \phi'_1 \phi'_2}{2} + \frac{39\pi\alpha_s \delta^3(\vec{r})}{2E^2} \frac{\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + \vec{S}'_1 \cdot \vec{S}'_2}{2}$$

$$+ \frac{3\pi\alpha_s \delta^3(\vec{r})}{E^2} \frac{\hat{T}_1 : \hat{T}_2 + \hat{T}'_1 : \hat{T}'_2}{2}$$

$$+ \frac{6\alpha_s}{E^2 r^3} \frac{3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 + 3\vec{S}'_1 \cdot \hat{r} \vec{S}'_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}'_1 \cdot \vec{S}'_2}{2}$$

$$\left. + \frac{18\alpha_s}{E^2 r^3} \frac{\phi_2 \hat{r} \cdot \hat{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \hat{T}_2 \cdot \hat{r} + \phi'_2 \hat{r} \cdot \hat{T}'_1 \cdot \hat{r} + \phi'_1 \hat{r} \cdot \hat{T}'_2 \cdot \hat{r}}{2} \right]$$

onde os operadores com linha (') foram definidos no canal u. O diagrama de contato só apresenta contribuição para o potencial nos termos que contém a função delta.

3. TENSORES ESFÉRICOS

Os tensores ϕ , \vec{S} e \hat{T} são tensores irredutíveis, cuja construção se deu pela tomada dos produtos das componentes dos dois vetores de polarização dos gluons externos. Tensores esféricos são tensores irredutíveis na representação de coordenadas esféricas, transformando-se do mesmo modo que os harmônicos esféricos e obedecendo a regra de multiplicação e contração dada por (veja, e.g., Rose 1957; Edmonds 1957):

$$g_m^{(1)} = \sum g_{m_1}^{(1)} g_{m_2}^{(1)} C(1_1 1_2 1; 1_1 1_2 m_1 m - m_1) \quad (35)$$

onde $C(1_1 1_2 1; 1_1 1_2 m_1 m - m_1)$ é o coeficiente de Clebsch-Gordan da adição vetorial $\vec{l} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$. Com isto obtemos

$$S_0^{(0)} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[S_{+1}^{(1)} S_{-1}^{(1)} + S_{-1}^{(1)} S_{+1}^{(1)} - S_0^{(1)} S_0^{(1)} \right] = -\frac{1}{\sqrt{3}} \phi \quad (36)$$

$$S_{\pm 1}^{(1)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} S_{\pm} \quad (37a)$$

$$S_0^{(1)} = S_z \quad (37b)$$

$$S_{\pm 2}^{(2)} = S_{\pm 1}^{(1)} S_{\pm 1}^{(1)} = \frac{1}{2} \left[T^{11} - T^{22} \pm 2iT^{12} \right] \quad (38)$$

$$S_{\pm 1}^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[S_{\pm 1}^{(1)} S_0^{(1)} + S_0^{(1)} S_{\pm 1}^{(1)} \right] = \mp \left[T^{13} \pm iT^{23} \right] \quad (39)$$

$$\begin{aligned} S_0^{(2)} &= \frac{1}{\sqrt{6}} \left[S_{+1}^{(1)} S_{-1}^{(1)} + S_{-1}^{(1)} S_0^{(1)} + 2S_0^{(1)} S_0^{(1)} \right] \quad (40) \\ &= -\sqrt{3/2} \left[T^{11} + T^{22} \right]. \end{aligned}$$

Utilizando (36) e (37) podemos escrever

$$\phi = \vec{S}^2 / 2. \quad (41)$$

Definindo Ω pela expressão

$$\Omega = 3 \left[\vec{S} \cdot \vec{r} \right]^2 - \vec{S} \cdot \vec{S} \quad (42)$$

e expandindo os produtos escalares em coordenadas esféricas, encontramos que

$$\Omega = 8 \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \sum_{q=-2}^{+2} (-1)^q S_{+q}^{(2)} Y_{-q}^{(2)} \quad (43)$$

onde $Y^{(2)}$ é um harmónico esférico de ordem 2. A regra (35) implica que a contração $S^{(2)} \cdot Y^{(2)}$ é dada por

$$S^{(2)} \cdot Y^{(2)} = \sum_{q=-2}^{+2} (-1)^q S_{+q}^{(2)} Y_{-q}^{(2)} . \quad (44)$$

O operador $3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ pode ser escrito como

$$3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = \left[\Omega - \Omega_1 - \Omega_2 \right] / 2 \quad (45)$$

de modo que

$$3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = 4 \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \left[S^{(2)} - S_1^{(2)} - S_2^{(2)} \right] \cdot Y^{(2)} . \quad (46)$$

A regra (35) também permite que se escreva

$$\hat{r}_1 \cdot \hat{r}_2 = S_1^{(2)} \cdot S_2^{(2)} \quad (47)$$

$$\hat{r} \cdot \hat{r} \cdot \hat{r} = 2 \sqrt{\frac{2\pi}{15}} S^{(2)} \cdot Y^{(2)} . \quad (48)$$

4. VALORES ESPERADOS

Os valores esperados dos operadores ϕ_1 , ϕ_2 e $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ podem ser calculados facilmente usando as transformações (veja, e.g., Rose 1957; Edmonds 1957):

$$|11s\mu\rangle = \sum_{\mu_1, \mu_2} C(11s; \mu_1 \mu_2) |1\mu_1 1\mu_2\rangle \quad (49)$$

que conectam a representação dos auto-estados dos operadores \vec{S}_1^2 , S_{1z} , \vec{S}_2^2 e S_{2z} com a representação dos auto-estados de \vec{S}^2 , S_z , \vec{S}_1^2 e \vec{S}_2^2 , e

$$|1sjm\rangle = \sum_{m, \mu} C(1s j; m \mu) |1ms\mu\rangle \quad (50)$$

que faz a conexão entre a representação dos auto-estados de \vec{L}^2 , L_z , \vec{S}^2 e S_z com a representação dos auto-estados de \vec{J}^2 , J_z , \vec{L}^2 e \vec{S}^2 . Usando estas transformações encontramos que

$$\langle \phi_1 \phi_2 \rangle = \langle \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 \rangle = 1 \quad (51)$$

$$\langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = \frac{1}{2} s(s+1) - 2. \quad (52)$$

No parágrafo anterior consideramos $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ através da composição $\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2$. Agora vamos considerar as possibilidades de compor \vec{L} e \vec{S}_1 para fornecer \vec{J}_1 ($\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{S}_2$), e \vec{L} e \vec{S}_2 para fornecer \vec{J}_2 ($\vec{J} = \vec{J}_2 + \vec{S}_1$). As representações relacionadas com estes acoplamentos são conectadas pelas transformações (veja,

e.g., Rose 1957; Edmonds 1957):

$$\begin{aligned}
 |1sJm\rangle &= \sum_{J_1} \left[(2J_1 + 1)(2s + 1) \right]^{1/2} W(11J_1; sJ_1) |J_1 1Jm\rangle \\
 &= \sum_{J_2} \left[(2J_2 + 1)(2s + 1) \right]^{1/2} W(11J_1; sJ_2) |J_2 1Jm\rangle
 \end{aligned} \tag{53}$$

onde os W's são os coeficientes de Racah. Considere a contração $\mathcal{T}^{(1)}(1) \cdot \mathcal{T}^{(1)}(2)$, com os argumentos 1 e 2 indicando as duas componentes do sistema caracterizados por \vec{J}_1 e \vec{J}_2 . Os elementos de matriz de $\mathcal{T}^{(1)}(1) \cdot \mathcal{T}^{(1)}(2)$ na representação acoplada ($\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2$) são dados por (veja, e.g., Rose 1957; Edmonds 1957):

$$\begin{aligned}
 \langle j'_1 j'_2 j' m' | \mathcal{T}^{(1)}(1) \cdot \mathcal{T}^{(1)}(2) | j_1 j_2 j m \rangle &= \delta_{m', m} \delta_{j', j} (-)^{j'_1 + j'_2 - j} \\
 &\cdot W(j_1 j_2 j'_1 j'_2; j_1) \left[(2j'_1 + 1)(2j'_2 + 1) \right]^{1/2} \\
 &\cdot \langle j'_1 || \mathcal{T}^{(1)}(1) || j'_1 \rangle \langle j'_2 || \mathcal{T}^{(1)}(2) || j'_2 \rangle
 \end{aligned} \tag{54}$$

onde $\langle j' || \mathcal{T}^{(1)} || j' \rangle$ é o elemento de matriz reduzida do operador $\mathcal{T}^{(1)}$, relacionado com o elemento de matriz $\langle j' m' | \mathcal{T}^{(1)}_{\mu} | j m \rangle$ pelo teorema de Wigner-Eckart (veja, e.g., Rose 1957; Edmonds 1957)

$$\langle j' m' | \mathcal{T}^{(1)}_{\mu} | j m \rangle = C(j_1 j'; m \mu) \langle j' || \mathcal{T}^{(1)} || j \rangle. \tag{55}$$

As regras (53) e (54) implicam que

$$\langle \vec{T}_1; \vec{T}_2 \rangle = 3(-)^{s-2} W(1111; s2) \langle 1 || S_1^{(2)} || 1 \rangle^2 \tag{56}$$

$$\langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = 4 \sqrt{6\pi/5} (-)^1 (2l + 1)^{1/2} \langle 1 || Y^{(2)} || 1 \rangle \quad (57)$$

$$\begin{aligned} & \cdot \left[(-)^{s-1} (2s + 1)^{1/2} \langle s || S^{(2)} || s \rangle W(1s1s; j_2) \right. \\ & + 2 \cdot 3^{1/2} (2s + 1) \langle 1 || S_1^{(2)} || 1 \rangle \sum_{j_1=|1-1|}^{1+1} (-)^{j_1} (2j_1 + 1) \\ & \left. \cdot W^2(11j_1; sj_1) W(1111; j_1 2) \right] \end{aligned}$$

$$\langle \phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r} \rangle = \sqrt{\frac{32\pi}{5}} (-)^{l+1} (2s + 1) (2l + 1)^{1/2} \quad (58)$$

$$\begin{aligned} & \cdot \langle 1 || Y^{(2)} || 1 \rangle \langle 1 || S^{(2)} || 1 \rangle \sum_{j_1=|1-1|}^{1+1} (-)^{j_1} (2j_1 + 1) \\ & \cdot W^2(11j_1; sj_1) W(1111; j_1 2) . \end{aligned}$$

Pelo teorema de Wigner-Eckart temos que

$$\langle s || S^{(2)} || s \rangle = \frac{\langle s_0 || S^{(2)} || s_0 \rangle}{C(s2s; 00)} . \quad (59)$$

O operador $S^{(2)}$ também pode ser escrito como

$$S_0^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{6}} (3S_z^2 - \vec{S}^2) \quad (60)$$

de modo que

$$\langle s || S^{(2)} || s \rangle = - \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{s(s+1)}{C(s2s; 00)} = \begin{cases} \text{indeterminado p/ } s = 0 \\ \sqrt{5/3} \text{ p/ } s = 1 \\ \sqrt{21} \text{ p/ } s = 2 \end{cases} \quad (61)$$

A integral (veja, e.g., Rose 1957; Edmonds 1957)

$$\int d\Omega Y_0^{(1)} Y_0^{(2)} Y_0^{(1)} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} C(121; 00) \quad (62)$$

juntamente com o teorema de Wigner-Eckart conduzem a

$$\langle 1 || Y^{(2)} || 1 \rangle = - \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{1(1+1)}{[(21-1)1(1+1)(21+3)]^{1/2}} \quad (63)$$

O valor esperado do operador $\hat{T}_1; \hat{T}_2$ assume, usando (61) para $s = 1$, a simples forma

$$\langle \hat{T}_1; \hat{T}_2 \rangle = \frac{1}{6} \delta_{s_2} - \frac{5}{6} \delta_{s_1} + \frac{5}{3} \delta_{s_0} \quad (64)$$

A indeterminação do valor esperado $\langle 0 || S^{(2)} || 0 \rangle$ não causa problema na avaliação de $\langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle$ porque $W(1010; j2) = 0$. Os valores esperados dos operadores $3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ e $\phi_2 \hat{r} \cdot \hat{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \hat{T}_2 \cdot \hat{r}$ são nulos para todos os estados de onda S ($l = 0$) porque $\langle 0 || Y^{(2)} || 0 \rangle = 0$. Para os estados de onda P e D os valores esperados destes operadores encontram-se na tabela a seguir.

TABELA 2

Autovalores dos operadores $3\vec{S}_1 \cdot \vec{r} \vec{S}_2 \cdot \vec{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ e $\phi_2 \vec{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1 \vec{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \vec{r}$.

	$\langle 3\vec{S}_1 \cdot \vec{r} \vec{S}_2 \cdot \vec{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle$	$\langle \phi_2 \vec{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1 \vec{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \vec{r} \rangle$
1P_1	0	0
3P_0	-4	0,666
3P_1	2	-0,334
3P_2	0,4	0,066
5P_1	-2,8	-0,466
5P_2	2,8	0,466
5P_3	-0,8	-0,134
1D_2	0,666	-0,222
3D_1	-2	0,234
3D_2	2	-0,234
3D_3	-0,572	0,096
5D_0	-4	-0,666
5D_1	-2	-0,234
5D_2	1,286	0
5D_3	2,286	0,38
5D_4	-1,142	-0,19

5. O ESPECTRO DO GLUÔNIO

Os cálculos precedentes estão relacionados com o potencial de interação do gluônio em curtas distâncias. Levando em consideração que para o gluônio $F_c = -3$, e que $\langle \phi_1 \phi_2 \rangle = 1$, podemos finalmente fixar o fator de normalização N_E :

$$N_E = (-32\pi^3 E^2)^{-1}. \quad (65)$$

O parâmetro E que aparece no potencial em curtas distâncias é a energia dos gluons espalhados, no sistema de referência do centro de massa, que tomamos como sendo a massa do estado ligado. Para simular o confinamento no setor gluônico admitimos um potencial fenomenológico confinante de mesma forma que esse utilizado no setor de quarks (veja a Sec. II.1). Assumimos ainda, como na Seção III.2, que os gluons de valência são massivos.

A equação de Schrödinger é resolvida exatamente para os potenciais coulombiano e confinante

$$V(r) = -3 \frac{\alpha_s}{r} + Kr^{0,5} \quad (66)$$

fornecendo as massas dos centros de gravidade dos estados $^{2s+1}L_J$.

Os termos restantes do potencial

$$V'(\vec{r}) = A + B \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle + C \langle \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 \rangle \quad (67a)$$

$$+ D \langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle + E \langle \phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r} \rangle$$

onde

$$\mathcal{A} = - \frac{12\pi\alpha_s}{M^2} \delta^3(\vec{r}) \quad (67b)$$

$$\mathcal{B} = \frac{39\pi\alpha_s}{2M^2} \delta^3(\vec{r}) \quad (67c)$$

$$\mathcal{C} = \frac{32\pi\alpha_s}{M^2} \delta^3(\vec{r}) \quad (67d)$$

$$\mathcal{D} = \frac{6\alpha_s}{M^2 r^3} \quad (67e)$$

$$\mathcal{E} = \frac{18\alpha_s}{M^2 r^3} \quad (67f)$$

são tratados via teoria da perturbação em primeira ordem.

O potencial perturbativo, além de fornecer a separação entre os estados de ondas S, P e D dos centros de gravidade, fornece uma translação dos estados de onda S dada pelo termo (67b).

As massas dos estados $^{2s+1}S_J$ são dadas por

$$M(^{2s+1}S_J) = M(S) + \langle \mathcal{A} \rangle + \langle \mathcal{B} \rangle \langle \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle + \langle \mathcal{C} \rangle \langle \vec{T}_1 \cdot \vec{T}_2 \rangle \quad (68)$$

visto que os valores esperados dos operadores $3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ e $\phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r}$ são nulos para todos os estados de onda S.

Para os estados de ondas P e D as massas são dadas por

$$M(^{2s+1}L_J) = M(L) + \langle \mathcal{D} \rangle \langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle \quad (69)$$

$$+ \langle \mathcal{E} \rangle \langle \phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r} \rangle$$

Os termos do potencial perturbativo com coeficientes \mathcal{A} , \mathcal{B} e \mathcal{E} não contribuem para a separação entre os estados de onda P e D por causa da presença da função delta na origem. Os centros de gravidade dos estados de onda P são coincidentes com os respectivos estados 1P_1 , devido ao fato que $\langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = \langle \phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r} \rangle = 0$. Os centros de gravidade dos estados de onda D são coincidentes com os respectivos estados 1D_2 , devido ao fato que $\mathcal{E} = 3 \mathcal{D}$ e que $\langle 3\vec{S}_1 \cdot \hat{r} \vec{S}_2 \cdot \hat{r} - \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \rangle = -3 \langle \phi_2 \hat{r} \cdot \vec{T}_1 \cdot \hat{r} + \phi_1 \hat{r} \cdot \vec{T}_2 \cdot \hat{r} \rangle$.

No setor de quarks foi assumido que o potencial de interação é universal (independente de sabor) e para diferentes representações do grupo SU(3) de cor os parâmetros do potencial diferem apenas por um fator multiplicativo devido ao grupo de cor. Não assumimos aqui, diferentemente da Seção III.2, que esta regra seja válida para o potencial confinante. Assumimos que os parâmetros do potencial confinante dependem das espécies de partículas interagindo. O parâmetro do potencial confinante, assim como a massa efetiva do gluon, são ajustados pelo espectro experimental de possíveis candidatos a *glueballs*.

Anteriormente calculamos o espectro do gluônio com informações sobre o espectro de possíveis candidatos experimentais que hoje podem ser consideradas bastante desatualizadas (Castro, Carvalho e Antunes 1989). As massas e os números quânticos dos g_T 's têm mudado drasticamente desde a primeira experiência da colaboração BNL/CCNY. Os dados mais recentes sobre os g_T 's constam

na Tabela 2 do Capítulo I. $f_2(1720)(\theta(1690))$ foi considerada originalmente com $J^{PC} = 2^{++}$, mas atualmente não está claro se esta ressonância é 0^{++} ou 2^{++} , ou ainda uma mistura (Bolton 1988).

Consideramos aqui o cálculo do espectro do gluônio com os dados mais recentes sobre os possíveis candidatos a *glueballs*. Os parâmetros do potencial que possibilitam o melhor ajuste aos dados são:

$$m_{ef} = 0,556 \text{ GeV} \quad (70a)$$

$$C = -1,000 \text{ GeV} \quad (70b)$$

$$K = 0,509 \text{ GeV}^{3/2} \quad (70c)$$

$$\alpha_s = 0,187 \quad (70d)$$

Nossos resultados para o espectro do gluônio estão ilustrados na Tabela 3. Desta tabela podemos facilmente fazer as identificações $\sigma(1^1S_0)$, $\iota(1^3P_0)$, $G(2^1S_0)$, $g_T(3^5S_2)$, $g_T(2^1D_2)$ e $g_{T''}(3^1D_2)$. Dentre estas identificações o g_T , apresenta um desvio percentual de 9,0% em relação ao valor experimental. Os outros casos são acomodados com mais facilidade como se pode observar na Tabela 4. A situação é um pouco confusa para os estados θ e ξ . As possíveis identificações destes estados apresentam desvios de 2,2-3,0% para o θ , e 5,3-5,6% para o ξ (veja a Tabela 4).

TABELA 3

Espectro de massas do gluônio. n é o número quântico principal. As massas estão expressas em GeV. A massa efetiva do gluon é igual a 556 MeV.

	J^{PC}	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$
1S_0	0^{++}	0,761	1,570	1,972
3S_1	1^{++}	0,848	1,593	1,984
5S_2	2^{++}	1,154	1,672	2,025
1P_1	1^{-+}	1,502	1,897	2,196
3P_0	0^{-+}	1,482	1,887	2,189
3P_1	1^{-+}	1,513	1,902	2,199
3P_2	2^{-+}	1,508	1,900	2,198
5P_1	1^{-+}	1,459	1,875	2,182
5P_2	2^{-+}	1,545	1,918	2,210
5P_3	3^{-+}	1,490	1,891	2,192
1D_2	2^{++}	1,770	2,090	2,351
3D_1	1^{++}	1,768	2,089	2,350
3D_2	2^{++}	1,773	2,092	2,352
3D_3	3^{++}	1,770	2,090	2,350
5D_0	0^{++}	1,759	2,083	2,346
5D_1	1^{++}	1,765	2,087	2,348
5D_2	2^{++}	1,773	2,091	2,352
5D_3	3^{++}	1,777	2,094	2,353
5D_4	4^{++}	1,767	2,088	2,349

TABELA 4

Espectro teórico versus espectro experimental do gluônio. Dados experimentais extraídos do *Review of Particle Properties* (Particle Data Group 1988). As massas estão expressas em GeV. A massa efetiva do gluon é igual a 556 MeV.

	TEÓRICO	EXPERIMENTAL	J^{PC}	$n \ 2s+1 L_J$	DESVIO
σ	0,761	0,750	0^{++}	1^1S_0	1,5%
ι	1,482	1,452	0^{-+}	1^3P_0	2,0%
G	1,570	1,587	0^{++}	2^1S_0	1,1%
θ	{	1,721	2^{++}	2^5S_2	2,8%
			0^{++}	1^5D_0	2,2%
			2^{++}	1^1D_2	2,8%
			2^{++}	1^5D_2	3,0%
g_T	2,025	2,011	2^{++}	3^5S_2	0,7%
ξ	{	2,227	0^{++}	3^5D_0	5,3%
			4^{++}	3^5D_4	5,4%
			2^{++}	3^3D_2 ou 3^5D_2	5,6%
$g_{T'}$	2,090	2,297	2^{++}	2^1D_2	9,0%
$g_{T''}$	2,351	2,339	2^{++}	3^1D_2	0,5%

CONCLUSÃO

No Capítulo III elaboramos uma estratégia para a extensão de um modelo de potencial, utilizado anteriormente com sucesso na descrição da espectroscopia de mesons e barions, para o setor gluônico. Assumimos que devido ao confinamento os gluons de valência são massivos e também, como no caso do cálculo dos espectros de barions, que o potencial de interação entre cada par é igual ao potencial do quarkônio, exceto por um fator de cor relativo relacionado com o operador de Casimir quadrático do grupo $SU(3)$ de cor. Assim a massa efetiva do gluon é o único parâmetro livre desse modelo. Para o tratamento da espectroscopia de três corpos adotamos o método de Zickendraht. Esse método assume que o potencial de três corpos pode ser descrito como uma soma de potenciais entre pares e, através de uma série de transformações de coordenadas, permite passar de uma descrição em termos de coordenadas relativas para uma descrição em termos de coordenadas que descrevem a forma do triângulo formado pelos três corpos. Substituindo o potencial de interação por um potencial médio, a equação de Schrödinger reduz-se a uma equação unidimensional.

O formalismo da expansão em multipolos para a QCD, desenvolvido por Gottfried e Yan, quando aplicado ao cálculo das taxas de transições hadrônicas, deixa em aberto a forma da hamiltoniana que descreve os estados intermediários. As propostas das identificações dos estados intermediários com os estados

vibracionais do modelo QCS, e com os estados híbridos do modelo de sacola do MIT, apresentam consistência entre si e com os dados experimentais (Tabela 1 do Capítulo II). No Capítulo III apresentamos uma outra proposta. Identificamos o espectro dos estados ligados de dois gluons no octeto de cor como sendo o espectro de estados intermediários das transições hadrônicas. A massa efetiva do gluon foi fixada pelo ajuste que minimiza os desvios entre as taxas de transições $\pi\pi$ na família Υ obtidas com esse modelo alternativo e as taxas obtidas experimentalmente. Esses três modelos apresentam resultados muito similares para as transições S-S e P-P (Tabela III do Capítulo II), e para a transição $\psi(3770) \rightarrow J/\psi\pi\pi$ observada recentemente. Contudo, as taxas para as transições $1^3D_1 \rightarrow \Upsilon\pi\pi$ e $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$, no nosso modelo, diferem das taxas obtidas pelos outros dois modelos por um fator da ordem de 5, enquanto que a taxa para a transição $\Upsilon' \rightarrow \Upsilon\eta$ difere do resultado experimental mais recente por uma ordem de grandeza. A massa efetiva do gluon que permite o melhor ajuste aos dados experimentais mais recentes para as transições $\pi\pi$ na família Υ é igual a 799 MeV. Esse ajuste é muito sensível ao valor da massa efetiva do gluon devido ao denominador da eq. (88) do Capítulo III. Pequenas variações no valor da massa efetiva do gluon fazem com que os valores calculados das taxas de transições hadrônicas na família Υ sofram variações drásticas.

A determinação da massa efetiva do gluon nos permitiu então abordar o problema da espectroscopia dos estados ligados envolvendo graus de liberdade gluônicos. Calculamos os espectros de massas de *glueballs* de dois e três gluons de valência assim como os espectros de massas de mesons híbridos, sem considerar os

efeitos dependentes de spin (Tabela 5 do Capítulo III). Nossos resultados não diferem significativamente dos resultados encontrados na literatura, onde existe uma gama de estimativas de massas para glueballs e híbridos, em contraste com a situação experimental. A massa efetiva do gluon que encontramos (799 MeV) está dentro da faixa 330-1103 MeV encontrada em outras abordagens que utilizam gluons constituintes massivos. Para confrontar nossas estimativas com os dados experimentais é preciso considerar as correções dependentes de spin.

As correções dependentes de spin na descrição da espectroscopia do gluônio foram consideradas levando-se em conta as contribuições de todos os diagramas de Feynman que contribuem para o espalhamento gluon-gluon na mais baixa ordem. Consideramos apenas os efeitos de spin associados com o potencial de interação em curtas distâncias. O parâmetro do potencial confinante e a massa efetiva do gluon foram ajustados pelo espectro de possíveis candidatos experimentais. Encontramos uma massa efetiva para o gluon igual a 556 MeV, mais uma vez dentro da faixa 330-1103 MeV. O espectro teórico ajustou-se muito bem ao espectro experimental (Tabela 4 do Capítulo IV). O caso crítico foi para o $f_2(2300)$ ($g_1(2300)$) que apresentou um desvio relativo igual a 9,0%. No nosso modelo o $f_2(1720)$ ($\theta(1690)$) pode ser um estado 0^{++} (2,2%) ou estados 2^{++} (2,8-3,0%). O $X(2220)$ ($\xi(2220)$) pode ser um estado 0^{++} (5,3%), 2^{++} (5,6%) ou ainda um estado 4^{++} (5,4%). Para todos os outros estados o ajuste apresentou desvios relativos $\leq 2,0\%$. O ajuste do espectro não é muito sensível a uma variação de cerca de 4,5% no valor do parâmetro do potencial confinante nem a uma variação de cerca de 13% no valor da massa efetiva do gluon. Em

todos esses intervalos a ressonância g_T , apresenta um desvio relativo grande, tornando-se assim um incômodo em nossa abordagem.

BIBLIOGRAFIA

- Abrams, G.S. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33, 1453 (1974).
- Amati, D. *et al.*, Phys. Lett. 11, 190 (1964).
- Appelquist, T. e Politzer, H.D., Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975).
- Aubert, J.J. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
- Augustin, J.E. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974).
- Baltrusaitis, R. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 56, 107 (1986).
- Barnes, T., Z. Phys. C10, 275 (1981).
- Becker, H. *et al.*, Nucl. Phys. B150, 301 (1979).
- Berg, B. e Billoire, A., Nucl. Phys. B221, 109 (1983).
- Bethe, H.A. e Salpeter, E.E., Phys. Rev. 84, 1232 (1951).
- Bethe, H.A. e Salpeter, E.E., *Quantum Mechanics of One-and-Two-Electron Atoms* (Springer, Berlin, 1957).
- Bhaduri, R.K. *et al.*, Nuovo Cim. A65, 376 (1981).
- Bhanot, G., Fischler, W. e Rudaz, S., Nucl. Phys. B155, 208 (1979).
- Bhanot, G. e Peskin, M.E., Nucl. Phys. B156, 391 (1979).
- Bhanot, G. e Rudaz, S., Phys. Lett. B78, 119 (1978).
- Binon, F., Nuovo Cim. A78, 383 (1983).
- Bjorken, B.J., Phys. Rev. 179, 1547 (1969).
- Bjorken, B.J. e Glashow, S.L., Phys. Lett. 11, 255 (1964).
- Bolton, T., MK III Thesis, MIT (1988).
- Brodsky, S.J. *et al.*, Phys. Lett. B73, 203 (1978).

- Buchmüller, W., MPI-PAE/PTh 12/82.
- Buchmüller, W., Grunberg, G. e Tye, S.-H.H., Phys. Rev. Lett. 45, 103 (1980).
- Buchmüller, W. e Tye, S.-H.H., Phys. Rev. Lett. 44, 850 (1980).
- Carvalho, H.F., Tese de Doutorado (PUC 1977).
- Carvalho, H.F., Chanda, R. e d'Oliveira, A.B., Lett. Nuovo Cim. 22, 679 (1978).
- Carvalho, H.F. e d'Oliveira, A.B., Lett. Nuovo Cim. 33, 572 (1982).
- Castro, A.S. e Carvalho, H.F., *Mass Spectra of Glueballs and Hybrids*, J. Phys. G (aceito).
- Castro, A.S., Carvalho, H.F. e Antunes, A.C.B., VI Encontro Nacional de Física de Energias Intermediárias (Poços de Caldas 1986).
- Castro, A.S., Carvalho, H.F. e Antunes, A.C.B., Nuovo Cim. A101, 423 (1989).
- Castro, A.S., Carvalho, H.F. e Antunes, A.C.B., *Glueballs as Intermediate States in Hadronic Transitions*, Z. Phys. C (aceito).
- Castro, A.S., Carvalho, H.F. e d'Oliveira, A.B., Lett. Nuovo Cim. 43, 161 (1985).
- Chanowitz, M. e Sharpe, S., Nucl. Phys. B222, 211 (1983).
- Cornwall, J.M. e Soni, A., Phys. Lett. B120, 431 (1983).
- De Rujula, A., Georgi, H. e Glashow, S.L., Phys. Rev. D12, 147 (1975).
- d'Oliveira, A.B., Carvalho, H.F. e Gerck, E.C., Lett. Nuovo Cim. 38, 27 (1983).

- Edmonds, A.R., *Angular Momentum in Quantum Mechanics* (Princeton University Press, Princeton 1957).
- Edwards, C. et al., Phys. Rev. Lett. 48, 458 (1982).
- Eichten, E. et al., Phys. Rev. Lett. 34, 369 (1975).
- Eichten, E. et al., Phys. Rev. D21, 203 (1980).
- Eichten, E. e Feinberg, F., Phys. Rev. D23, 2724 (1981).
- Eichten, E. et al., Phys. Rev. D21, 203 (1980).
- Etkin, A. et al., Phys. Rev. Lett. 40, 422 (1975).
- Fermi, E. e Yang, C.N., Phys. Rev. 76, 1739 (1949).
- Feynman, R.P., Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969).
- Flamm, D. e Schöberl, F., *Introduction to the Quark Model of Elementary Particles*, Vol. I (Gordon and Breach Science Publishers 1982).
- Frank, M. e O'Donnell, P.J., Phys. Lett. B159, 174 (1985).
- Fritsch, H. et al., Phys. Lett. B47, 365 (1973).
- Gell-Mann, M., Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
- Gell-Mann, M., Phys. Lett. 8, 214 (1964).
- Gerke, E. e d'Oliveira, A.B., Rev. Bras. Fis. 10, 405 (1980).
- Giles, R.C. e Tye, S.-H.H., Phys. Rev. Lett. 37, 1175 (1976).
- Giles, R.C. e Tye, S.-H.H., Phys. Rev. D16, 1079 (1977).
- Glashow, S.L., Iliopoulos, J. e Maiani, L., Phys. Rev. D2, 1285 (1970).
- Gottfried, K., Phys. Rev. Lett. 40, 598 (1978).
- Hoavaerts, J. et al., Nucl. Phys. B284, 674 (1987).
- Jensen, J. et al., Phys. Rev. Lett. 49, 617 (1982).
- Joss, D.J. e Wilczek, F., Phys. Rev. D8, 3633 (1973)a.
- Joss, D.J. e Wilczek, F., Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973)b.

Henriques, B. *et al.*, Phys. Lett. B64, 85 (1976).

Herb, S.W. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 38, 252 (1977).

Iizuka, J., Suppl. Progr. Theor. Phys. 37-38, 21 (1966).

Isgur, N., Kokoski, R. e Paton, J., Phys. Rev. Lett. 54, 869 (1985).

Jackson, J.D., 1976 SLAC Summer Institute on Particle Physics, SLAC Report No. 198 (1976).

Jena, S.N., Phys. Rev. D28, 2326 (1983).

Kang, J.S. e Schnitzer, H.J., Phys. Rev. D12, 841 (1975).

Kobayashi, M. e Maskawa, T., Progr. Theor. Phys. 49, 652 (1973).

Kuang, Y.-P. e Yan, T.-M., Phys. Rev. D24, 2874 (1981).

Leader, E. e Predazzi, E., *An Introduction to Gauge Theories and the 'New Physics'* (Cambridge University, Cambridge, 1982).

Lichtenberg, D.B., Namgung, W. e Wills, J.G., Phys. Lett. B113, 267 (1982).

Lindembaum, S.J., 1980 International School for Subnuclear Physics, Erice, Trapani (1980).

Liu, D.S. e Kuang, Y.P., Z. Phys. C137, 119 (1987).

Mageras, G. *et al.*, Phys. Lett. B118, 453 (1982).

Maki, Z., Progr. Theoret. Phys. 31, 331 (1964).

Martin, A., Phys. Lett. B93, 338 (1980).

Novikov, V.A. *et al.*, Phys. Rep. 41C, 1 (1978).

Okubo, S., Phys. Lett. 5, 165 (1963).

Particle Data Group, Phys. Lett. B107, 1 (1986).

Particle Data Group, Phys. Lett. B204, 1 (1988).

Perl, M.L. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975).

Peskin, M.E., Nucl. Phys. B156, 365 (1979).

- Politzer, H.D., Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
- Politzer, H.D., Phys. Rep. 14C, 129 (1974).
- Pumplin, J. et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1583 (1975).
- Quigg, C. e Rosner, J.L., Phys. Lett. B71, 153 (1977).
- Ram, B., Am. J. Phys. 50, 549 (1982).
- Richardson, J.L., Phys. Lett. B82, 272 (1979).
- Rose, M.E., *Elementary Theory of Angular Momentum* (Wiley & Sons, New York, 1957).
- Sakata, S., Progr. Theoret. Phys. 16, 686 (1956).
- Scharre, D.L. et al., Phys. Lett. B97, 329 (1980).
- Schnitzer, H.J., Phys. Rev. Lett. 35, 1540 (1975).
- Schnitzer, H.J., Phys. Rev. D13, 74 (1976).
- Stanley, D.P. e Robson, D., Phys. Rev. Lett. 45, 235 (1980).
- Sveč, M., Saclay preprints D Ph PE (1984).
- Tye, S.-H.H., Phys. Rev. D13, 3416 (1976).
- Todorov, I.T., Phys. Rev. D3, 2351 (1971).
- Vale, M.A.B., Castro, A.S. e Carvalho, H.F., Rev. Bras. Fis. 16, 469 (1986).
- Voloshin, M.B., Nucl. Phys. B154, 365 (1979).
- Yan, T.-M., Phys. Rev. D22, 1652 (1980).
- Yang, C.N., Phys. Rev. 77, 242 (1950).
- Yang, C.N. e Mills, R.L., Phys. Rev. 96, 191 (1954).
- Zickendraht, H.W., Ann. Phys. 35, 18 (1965).
- Zweig, G., CERN 8182/TH.401, 402 (1964).