

FRANCISCO CARUSO NETO

BOLAS DE GLUONS NA REAÇÃO $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$

TESE DE
MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO

1983

À memória de meus avós:

F. Caruso e M. Barbosa.

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

(Gaston Bachelard)

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Santoro pelo prazer de termos trabalhado juntos desde minha bolsa de Iniciação Científica, pela sugestão do belo tema desta tese e por me ter ensinado a grande importância de se fazer Fenomenologia em Física de Partículas Elementares. É sempre bom saber que estamos trabalhando com uma pessoa sempre aberta ao diálogo, com quem podemos sempre contar, principalmente nas horas difíceis e que, enfim, além do ótimo relacionamento profissional, encontrou-se um amigo.

A todo o Grupo de Fenomenologia do CBPF; Adolfo, Arthur, Ignácio, João, Moacyr, Narciso e Stenio, pelo constante incentivo e pelas várias discussões que, sem dúvida alguma, foram para mim de grande importância durante toda a elaboração deste trabalho. Em particular, aos professores Escobar (USP) e Moacyr pelo prazer de participar de uma colaboração em torno do assunto da presente tese. Ao Moacyr fica ainda o agradecimento pela leitura crítica da mesma.

Ao Prof. J. Tiomno que, pelo seu exemplo de pesquisador e como chefe do DRP, tem estimulado a pesquisa científica e a formação de novos pesquisadores.

Ao pessoal da biblioteca do CBPF, principalmente "Baiano", Elias, Fátima, Vera e "Zé", fica o meu sincero agradecimento.

À Myriam e à Marilene que fizeram com que o meu relacionamento com a Coordenação de Ensino e secretaria do DRP, respectivamente, fosse o mais agradável possível.

A minha irmã Marilene pela paciência de bater a minuta da

tese e à D. Neuza pelo trabalho final de datilografia.

Ao CNPq e a CAPES pelo apoio financeiro, e a todos aqueles que continuam lutando pelo estabelecimento de uma verdadeira política científica.

A meus pais que, com muito amor e carinho, tudo fizeram para que eu chegasse até aqui, não tenho palavras para agradecer, podendo apenas lhes garantir que este é apenas o começo de uma longa caminhada, durante a qual os terei sempre como exemplo.

E à Nádía, minha mulher e companheira, qualquer agradecimento pela paciência e compreensão, não seria maior que o meu amor.

RESUMO

Faz-se uma revisão crítica do status atual das "Bolas de Gluons", englobando aspectos teóricos e experimentais.

Apresenta-se um conjunto de processos privilegiados onde pode ser possível procurar estes objetos. Ressalta-se alguns problemas existentes atualmente quanto à predição, sem ambigüidades, de suas propriedades.

Propõe-se um modelo capaz de explicar os dados experimentais da reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$, que permite fazer uma estimativa das constantes de acoplamento $g_{G\phi\phi}$ e $g_{G\pi\pi}$, de uma bola de gluons no estado $J^{PC} = 2^{++}$, com $\phi\phi$ e $\pi\pi$ respectivamente.

ABSTRACT

We critically review the present status of glueballs, including theoretical and experimental aspects.

We present a set of favored processes where it may be possible to search for these objects. We stress some of the existent problems related to the unambiguous prediction of their properties.

We propose a model which is able to explain the experimental data for the reaction $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$, allowing us to estimate the coupling constants $g_{G\phi\phi}$ e $g_{G\pi\pi}$ of a glueball 2^{++} state to $\phi\phi$ and $\pi\pi$, respectively.

SUMÁRIO

I.	INTRODUÇÃO	01
	a) Breve Histórico	01
	b) Quarks, Gluons, Cor e a QCD	03
	c) Liberdade assintótica	11
	d) A Regra de Okubo-Zweig-Iizuka (R.O.Z.I.)	14
II.	EM BUSCA DAS BOLAS DE GLUONS (B.G.)	19
III.	A NÃO EXISTÊNCIA DE B.G. CLÁSSICAS	43
IV.	CANDIDATOS EXPERIMENTAIS À B.G.	51
	a) $E(1420)$, $E_R(1440)$, $G(1440)$, $\iota(1440)$ e $D'(1530)$	51
	b) $\theta(1640)$	59
	c) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$	63
	d) $S^*(980)$	65
	e) $g_S(1240)$	65
	f) G_T e $G_{T'}$, na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$	66
V.	UM MODELO PARA A DESCRIÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS OBSERVADOS EM $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$	83
VI.	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	99
APÊNDICES:		
A.	Determinação da equação de movimento e do tensor momen- to-energia simétrico para teoria de campos clássica pu- ra de Yang-Mills	104
B.	A invariância de Calibre da QCD	108
C.	Estado de helicidade de duas partículas no S.C.M. e ex- pansão da amplitude de helicidade em ondas parciais ...	114
D.	Cálculo dos produtos escalares envolvendo os vetores de polarização	117
VII.	BIBLIOGRAFIA	119

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO I

I.1. Espalhamento inelástico inclusivo e-p na aproximação de troca de um fóton	06
I.2. Função de estrutura do próton F_2 de espalhamento ep (pontos sólidos) e de espalhamento μp (pontos vazados) mostrando a quebra de "scale"	08
I.3. Auto-aniquilação do par de quarks $b\bar{b}$ do estado ligado T , produzindo hadrons via estado intermediário de gluons	11
I.4. Variação da constante de acoplamento efetiva da QCD, na aproximação de logarítimo dominante, em função do quadrado do momento transferido Q^2	12
I.5. Variação da constante de acoplamento efetiva da QED, na aproximação de logarítimo dominante, em função do quadrado do momento transferido Q^2	12
I.6. Parte imaginária da amplitude em função de uma variável de energia ν . A curva contínua representa a produção de ressonâncias e a tracejada equivale à amplitude de troca de Reggeons	15
I.7. Diagramas de quarks para vértices de mésons	16
I.8. Diagramas de quarks para vértices méson-bárion	16
I.9. Diagramas de quarks mostrando os decaimentos hadrônicos $\phi \rightarrow 3 \pi$ (a) e $\omega \rightarrow 3 \pi$ (b)	17

CAPÍTULO II

II.1. Secção de choque hipotética para o processo
 $v + \bar{v} \rightarrow$ hadrons (B.G.), na QCD pura, normalizada
em relação ao seu comportamento a altas energias. 22

II.2. $\phi (S\bar{S}) \rightarrow$ gluons $\rightarrow \rho\pi (u\bar{u}, d\bar{d}) \dots\dots\dots$ 23

II.3. Decaimento de um méson, onde o estado final não
contém os quarks do estado inicial ($i \neq j, K$), via
n gluons $\dots\dots\dots$ 24

II.4. Diagrama de "dupla linha" para "loop" de quark(a)
e para "loop" de gluon (b) $\dots\dots\dots$ 26

II.5. Diagrama de "dupla linha" não planar (a) que con-
tribui com o fator g^6/N^2 e o seu correspondente
planar que vai como g^6 (b) $\dots\dots\dots$ 27

II.6. Diagrama de "dupla linha" para um processo proibi-
do pela R.O.Z.I. ($M_1 \rightarrow M_2 M_3$, sendo M méson) via
2g intermediários $\dots\dots\dots$ 28

II.7. Diagrama de "dupla linha" para um processo de de-
caimento ($M \rightarrow M + M$) permitido pela R.O.Z.I. 29

II.8. Principal mecanismo de decaimento para $\psi (T)$ em
QCD perturbativa (a) e para o decaimento radiati-
vo via canal $\gamma g\gamma$ virtual, que é ideal para a for-
mação de B.G. (b) $\dots\dots\dots$ 32

II.9. Espectro de massa (X) para processo $\psi \rightarrow \gamma + X \dots$ 33

II.10. Produção de um estado ligado de gluons via $\gamma\gamma \dots$ 34

II.11. Uma dupla troca de Pomeron poderia ser uma fonte
de B.G.? $\dots\dots\dots$ 35

CAPÍTULO III

- III.1. Raio de giração como função do tempo de uma onda esférica implodindo e explodindo no eletromagnetismo livre (a). Raio de giração, como função do tempo, de um objeto hipotético que se mantém ligado por algum tempo antes de se "desintegrar" (b). 49

CAPÍTULO IV

- IV.1. Distribuição de massa invariante para $(K^+ K_S^0 \pi^-)$ para a reação $K^- p \rightarrow K^+ K_S^0 \pi^- \Lambda$ 53
- IV.2. Distribuição de massa invariante para o decaimento radiativo do J/ψ (4.6) 54
- IV.3. Confirmação da existência do ι (1440): distribuição de massa invariante para o decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^0$ 55
- IV.4. Espectro de massa $\eta\pi\pi$ para eventos $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi\pi$.
(a) para $\eta\pi^+\pi^-$ e (b) para $\eta\pi^0\pi^0$. A linha pontilhada em (a) mostra o espectro de massa $\eta\pi^+\pi^-$ esperado pelo espaço de fase invariante de Lorentz 57
- IV.5. Distribuição de massa invariante para o decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta$ conforme (4.14) 60
- IV.6. Esquema da principal contribuição para a produção do θ em decaimento radiativo do J/ψ 61
- IV.7. Processos de decaimento $\psi \rightarrow \omega\theta$, no caso de θ ser uma B.G., causado por: (a) interação eletromagnética, (b) efeitos de ordem superior em QCD 62

- IV.8. Secções de choque para $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$. A linha sólida representa o resultado teórico com os seguintes parâmetros para G. massa = 1890 MeV, $\Gamma_{\text{total}} = 600$ MeV, $\Gamma/\Gamma_{\text{total}} = 0.22$. Os dados experimentais para esta reação (+) foram extraídos de (1.23) 64
- IV.9. Diagramas de quarks das seguintes reações: (i) $\pi^- p \rightarrow 2 (K^+ K^-) n$, (ii) $\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n$, (iii) $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ 68
- IV.10. (a) distribuições M_A^2 para eventos $\pi^- p$ com $M_{KK} < 1050$ MeV, (b) distribuições de massa efetiva para eventos no pico M_K^2 (fig. a) com $0.15 < -t' < 0.90$. O corte em t' aumenta consideravelmente o sinal de ϕ em relação ao fundo de onda -s $K^+ K^-$.. 69
- IV.11. Diagrama de espalhamento da massa efetiva $K^+ K^-$ para massas efetivas $\left[(K^+ K^-)_1 \text{ e } (K^+ K^-)_2 \right]$ menores que 1.49 GeV. Duas combinações de massa escolhidas aleatoriamente são assinaladas para cada evento. Vemos claramente duas bandas de ϕ (1019), com um enorme acréscimo de eventos na região de intersecção entre elas, i.e., $\phi\phi$ 72
- IV.12. A massa efetiva de cada par de $K^+ K^-$ para o qual outro par estava na banda de massa do ϕ na reação $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- n$ 73
- IV.13. Histograma da massa faltante de 4K na reação $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- x$ que permite identificar x como sendo o neutron 74

IV.14.	Distribuição de massa efetiva $\phi\phi$ observada em $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ (histograma). A linha sólida corresponde ao ajuste feito, que é descrito no texto. A linha pontilhada mostra a dependência da massa efetiva com a aceitação experimental	75
IV.15.	(a) intensidade e (b) diferença de fase para o ajuste com duas ondas. As curvas mostram o ajuste por duas ressonâncias Breit-Wigner, conforme descrito no texto	76
IV.16.	Distribuição de massa efetiva $K^+ K^-$, com uma massa faltante entre 0.84 e 1.02 GeV (neutron), quando o outro par tem massa compreendida no intervalo de massa do ϕ (1.012 a 1.028 GeV). A área achureada corresponde aos eventos selecionados com $t' < 0.3 \text{ GeV}^2$ e $M(4K) < 2.7 \text{ GeV}$ (4.34)	78
IV.17.	Distribuição de massa efetiva para eventos que são candidatos a $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ (4.34)	78
IV.18.	Distribuição de quadri-momento transferido ao quadrado (t'), para eventos na região de $\phi\phi$	79

CAPÍTULO V

V.1.	Esquema da reação $\pi^- p \rightarrow G (\rightarrow \phi\phi) n$	83
V.2.	Representação esquemática da amplitude A	84
V.3.	Notação cinemática utilizada neste capítulo	84
V.4.	Sistema de repouso de $\phi\phi$ - Eixos de Gottfried-Jackson	88

V.5.	(a) distribuição em massa; (b) momento transferido;	
	(c) ondas parciais, para reação estudada	97

TABELAS

CAPÍTULO II

II.1.	Lista de estados (J^{PC} mais baixos) para o modelo a quarks e B.G. <u>S</u> indica os estados permitidos, <u>N</u> os proibidos e <u>X</u> na última coluna da direita indica os candidatos à "oddballs"	37
II.2.	Resumo das predições de massa para as B.G., com valores de J mais baixos, segundo vários modelos	39

CAPÍTULO IV

IV.1.	Parâmetros do méson ρ	55
IV.2.	Componentes do noneto excitado $J^{PC} = 0^{-+}$	56
IV.3.	Decaimentos radiativos do J/ψ (extraído de (1.26))	58
IV.4.	Parâmetros do méson θ	59
IV.5.	Números quânticos e parâmetros do G_T e $G_{T'}$,	77

CAPÍTULO VI

VI.1.	Resultados da análise de ondas parciais preliminar feita por Etkin et al. (5.8), apresentados na última Conferência de Cornell	100
-------	--	-----

CAPÍTULO I

I. INTRODUÇÃO

a) Breve Histórico

Apesar de um grande esforço por parte dos físicos, ainda não conhecemos uma teoria que descreva satisfatoriamente a dinâmica das interações hadrônicas. Isto decorre principalmente da intensidade da interação forte, que impossibilita tratamentos perturbativos ao nível das interações hadron-hadron.

Uma das tentativas de descrição destas interações foi via enfoque de matriz S. De início, tratava-se de um programa ambicioso que esperava resolver o problema das interações fortes com uma teoria sem equações de movimento, mas somente a partir das propriedades da matriz S. A situação atual, com relação a este enfoque, é a seguinte: embora o programa de matriz S não tenha chegado ao "status" de uma teoria cujos resultados sejam suficientes para a descrição completa das interações hadrônicas, podemos nos basear em um número de propriedades da matriz S, entre elas, as propriedades de "crossing" e analiticidade que, junto com a propriedade de unitariedade (garantindo a conservação da densidade de probabilidade), são extremamente úteis na exploração de resultados experimentais, sua compreensão e interpretação através de modelos fenomenológicos, tais como o modelo de Regge (1.1).

Outro procedimento útil em especial para tratar sistemas complicados ou quando não há uma teoria capaz de descrever um conjunto de fenômenos é estudar as simetrias que se apresentam. O modelo a quarks foi introduzido por Gell-Mann (1.2) e Zweig

(1.3) a partir do estudo de certas simetrias que aparecem nas interações fortes. Observou-se, na época, que muitos hadrons já identificados podiam ser classificados convenientemente como membros de multipletos do grupo SU (3).

O desenvolvimento da física hadrônica a partir desta época propiciou o surgimento de modelos de constituintes para os hadrons. O mais simples, que podemos chamar de modelo ingênuo de constituintes, baseia-se principalmente nas evidências de que, nos espalhamentos lepton-nucleon profundamente inelásticos, os leptons são espalhados por constituintes pontuais no interior do nucleon. A extensão deste modelo, o modelo a partons, já supõe que algumas propriedades dos hadrons possam depender da distribuição de momento dos quarks no interior deles. A este modelo introduziu-se os gluons, que seriam os responsáveis pela interação entre os quarks.

Estas idéias (e mais) estão agora formalizadas em uma teoria chamada Cromodinâmica Quântica (QCD), que é a candidata atual a ser a teoria das interações fortes. Entretanto, até o presente, todas as tentativas feitas no sentido de descrever os hadrons e suas interações são inteiramente fenomenológicas, com uma inspiração na QCD (a idéia de quarks e gluons). A descrição das propriedades da grande variedade de estados hadrônicos (1.4), que têm um amplo espectro de massa (variando entre algumas centenas de MeV até GeV) e com larguras que chegam a diferir de até três ordens de grandeza, certamente está entre os objetivos a serem alcançados pela QCD.

Nossa principal motivação nesta tese é procurar entender melhor o que são os objetos singletos de cor, formados só de

gluons (Bolas de Gluons), e quais suas propriedades, uma vez que existe ainda muita dificuldade e ambiguidades em relação a sua determinação (tanto do ponto de vista teórico como experimental). Acreditamos que a existência de Bolas de Gluons se constitui, no presente, na melhor evidência para a QCD.

Pensando em tornar a tese auto-consistente, decidimos fazer, neste capítulo I, uma rápida introdução à QCD e apresentar algumas de suas evidências experimentais. Discutiremos ainda dois outros pontos: liberdade assintótica e a regra de Okubo-Zweig-Iizuka, uma vez que a compreensão destes assuntos é bastante relevante para o estudo das Bolas de Gluons (B.G.).

b) Quarks, Gluons, Cor e a QCD

No modelo a quarks de Gell-Mann (1.2) as partículas elementares são representadas em multipletos correspondendo à representações irredutíveis do grupo de simetria $SU(3)$ (extensão natural das simetrias $SU(2)$ que descreviam a independência das interações fortes em relação ao isospin, motivada pelo aparecimento das chamadas partículas estranhas).* Estas representações podem ser obtidas a partir da representação fundamental do grupo, a qual estaria associado um conjunto de atributos, dentre os quais uma carga elétrica fracionária e spin $1/2$. A estas entidades Gell-Mann passou a atribuir um significado mais elementar, por estarem associadas à representação fundamental.

O conceito de cor tem um papel fundamental para a QCD (co

* Em 1974 com a descoberta do méson J/ψ (ref. 1.30) e em 1977 com a descoberta do T (ref. 1.31) foi necessária a introdução de dois novos quarks, (c e b) respectivamente, correspondendo à extensão do grupo de simetria de $SU(3)$ para $SU(4)$ e posteriormente $SU(5)$.

mo o nome sugere) e de certo modo teve sua origem no trabalho on de Greenberg (1.5) procura resolver o paradoxo de que os quarks no interior do próton e outros bárions se comportariam co mo bósons e não como férmions, conforme a predição do modelo a quarks. Por exemplo, o Δ^{++} (spin 3/2) no seu estado fundamental deveria ser composto de 3 quarks u num estado de onda - s (espa cialmente simétrico), o que naturalmente violaria o princípio de exclusão de Pauli, sendo os quarks férmions. Portanto, o Δ^{++} pa rece ter uma função de onda simétrica, ao invés de anti-simétri ca pela troca combinada das coordenadas espaciais e de spin dos quarks. Em outras palavras, os quarks parecem se comportar co mo bósons e não férmions. A solução para este paradoxo consiste em supor que os 3 quarks, na verdade, não são idênticos, mas sim distinguíveis através de um novo grau de liberdade (a cor), man tendo-se assim o princípio de exclusão de Pauli. A função de on da de cor deve, portanto, ser anti-simétrica na permutação dos índices de cor de dois quarks. E qual a consequência desta an ti-simetria? Como os quarks são tripletos sob o grupo $SU(3)_{\text{cor}}$ (que atua sobre os índices de cor dos quarks), três quarks po dem formar um singlete de cor em $SU(3)_C$. De fato, $\{3\} \otimes \{3\} \otimes \{3\} = \{1\} \oplus \{8\} \oplus \{8\} \oplus \{10\}$ e dentre estes o estado singlete $\{1\}$ é o único que é totalmente anti-simétrico nos índices de cor. Por outro lado os estados a 2 e 4 quarks por exemplo, não geram uma repre sentação singlete de cor. Portanto, uma descrição do espectro dos bárions baseia-se na hipótese de que todos os bárions são singletos sob $SU(3)_C$.

Só com este argumento pode nos parecer que a introdução ad hoc da cor simplesmente resolve o problema da estatística dos

quarks. Já se conhece, no entanto, outras manifestações que indicam a existência de 3 cores para cada sabor de quark. Uma delas é o decaimento $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$ onde a medida do tempo de vida do π^0 pode servir como medida indireta do número de cores, sendo o resultado calculado consistente com a existência de 3 cores, isto é, há um aumento de um fator $3^2 = 9$ neste tempo em comparação com o modelo a quarks sem cor (1.6). A evidência mais forte está ligada ao cálculo da razão $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. No modelo quark-parton o processo de aniquilação é visto como uma soma incoerente sobre todos os diagramas de produção de pares de quarks, com probabilidade igual a unidade de que estes quarks formem hadrons, numa medida totalmente inclusiva na parte hadrônica (1.7). Então,

$$\sigma_{\text{hadron}} = \sum_q \left| \begin{array}{c} e^- \\ \diagdown \\ \gamma \\ \diagup \\ e^+ \end{array} \begin{array}{c} q \\ \diagup \\ \gamma \\ \diagdown \\ \bar{q} \end{array} \right|^2 = \sum_q \sigma_{q\bar{q}}$$

onde a soma é feita sobre todos os tipos de quarks para os quais a reação é energeticamente possível. Portanto, a secção de choque pode ser calculada simplesmente pela QED, resultando:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) \sim \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-) \cdot \sum_q e_q^2$$

ou

$$R = \sum_q e_q^2 \quad (e_q = \text{carga elétrica do quark } q)$$

Abaixo do limiar de produção do charme, o fator R medido experimentalmente é $R \sim 2$ que é consistente com o predito teoricamente se considerarmos a existência de um número N_c de cores, tal que $R = N_c \sum_q e_q^2$. Em particular para esta região física $N_c = 3$.

Como o número quântico de cor não é observado na natureza, postula-se que os hadrons devam ser singletos de cor. Por outro lado, como até hoje não se observou uma carga elétrica fracioná

ria isolada na natureza*, pode ficar a questão se os quarks são simplesmente uma entidade mneumônica matemática, ou se é possível lhes atribuir uma realidade física. As primeiras evidências nesta direção vieram dos espalhamentos profundamente inelásticos e-p (veja Fig. I-1) e com o modelo a partons de Feynman(1.9), no início da década de 70. Segundo este modelo, o próton seria constituído de um grande número de partículas (partons), distribuídos numa pequena região, onde cada parton levaria uma fração do momento total do próton. Num sistema de referência onde o nucleon é extremamente rápido (referencial de momento infinito) ele é visto pela sonda (fóton virtual) como uma coleção de partons livres movendo-se quase paralelamente ao nucleon, à mesma velocidade e levando parte de seu momento.

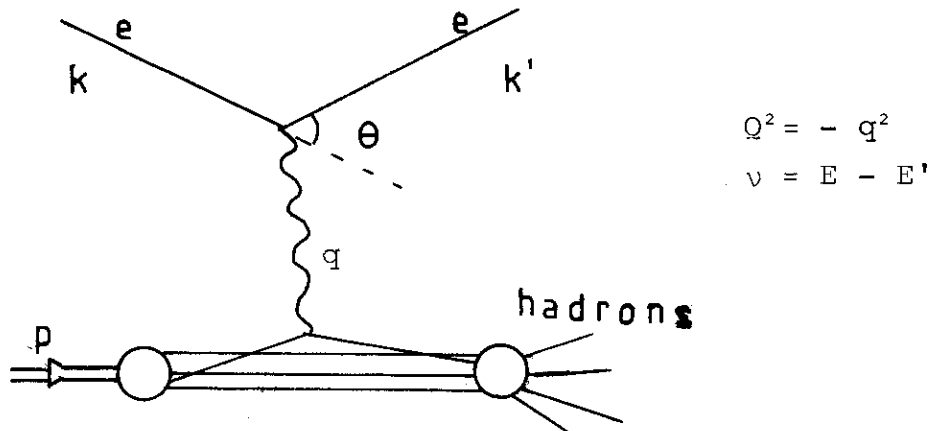


Fig. I.1. Espalhamento inelástico inclusivo e-p na aproximação de troca de um fóton.

No limite de Bjorken ($Q^2, \nu \rightarrow \infty$) a fração de momento carregada pelo parton é dada pela variável adimensional de Bjorken, $x = Q^2/2M\nu$. Neste limite, as funções de estrutura do nucleon, $F_{1,2}$, que aparecem na secção de choque diferencial para o processo inelástico e-p (1.7),

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \frac{E}{E'} \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{F_2}{\nu} + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \frac{F_1}{M} \right),$$

* Ressalva ref. (1.8).

com a hipótese do "scaling" de Bjorken, teriam os seguintes comportamentos:

$$x F_1(x, Q^2) \rightarrow \text{const.}$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow \text{const.}$$

sendo $F_{1,2}$ medidos para valores fixos de x . Tal comportamento só é possível se o elétron for espalhado por estruturas pontuais (1.10); os partons.

O balanço de energia e momento foi a manifestação fenomenológica que primeiro confirmou a hipótese da existência de um novo tipo de partons neutros, os gluons, além dos partons - quarks.

As violações de "scaling" que são conhecidas a partir da experiência, podem ser interpretadas como evidência de interações entre quarks via gluons - os quarks poderiam estar "vestidos" de gluons e/ou pares $q\bar{q}$. O que o QCD prediz para o desvio do "scaling" é que para Q^2 muito grande a sonda pode passar a "ver" um quark e um gluon. A emissão deste gluon obviamente diminui o quadri-momento do quark e, conseqüentemente, a fração x de momento que ele carrega. Portanto, se os quarks aparecem "vestidos" para a sonda, a distribuição em x dos quarks será sistematicamente deslocada para valores menores de x quando Q^2 aumenta. Pode-se mostrar que em 1.^a ordem de QCD (perturbativa) a violação de "scaling" é dada pela dependência das funções de estrutura em um termo proporcional a $\ln Q^2$. Na fig. 1.2. mostramos evidências desta violação:

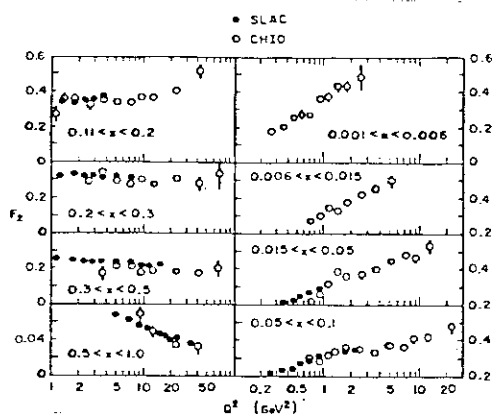


Fig. I.2. Função de estrutura do próton F_2 de espalhamento ep (pontos sólidos) e de espalhamento μp (pontos vazados) mostrando a quebra de "scale".

A sua explicação se constitui num dos sucessos da QCD. Complementando esta parte, gostaríamos de ressaltar que o sucesso do modelo a partons (excluindo naturalmente a violação de "scaling") foi uma indicação determinante para a necessidade da formulação de teorias assintoticamente livres para descrever a dinâmica dos partons. Tentar encontrar uma teoria quântica de campos que pudesse justificar o sucesso do modelo (fenomenológico) a partons foi o grande desafio colocado pelo quadro que descrevemos acima.

Teorias de calibre não abelianas são as únicas, dentre as teorias de campos renormalizáveis, a dar corretamente a liberdade assintótica (1.11) e, conseqüentemente, a violação do "scaling".

Uma teoria que satisfaz estes requisitos e se propõe a descrever a interação entre quarks e gluons é a QCD, cujo programa principal é fazer da simetria $SU(3)_c$, uma simetria local e não global.* Em outras palavras, os quarks existem em três cores e

* Veja apêndice B.

existe uma simetria completa entre estes estados, isto é, transformações de estados de quarks $|q\rangle$ por matrizes pertencentes ao grupo $SU(3)_c$ não introduzem mudanças físicas alguma.

Veremos no apêndice B que, partindo de uma teoria lagrangeana de campos fermiônicos livres (quarks coloridos), e exigindo a invariância desta por transformações de fase locais, chegamos a seguinte densidade de lagrangeana de QCD:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}_q (i \not{D} - m_q) \psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a, \quad (1.1)$$

onde $D_\mu = \partial_\mu + ig T^a B_{\mu a}$ é a derivada covariante, sendo g a carga de cor e $B_{\mu a}$ os oito campos de calibre de massa nula - os gluons - e $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a + C^{abc} B_\mu^b B_\nu^c$.

O último termo de (1.1) foi introduzido, a exemplo da QED, para descrever os campos de gluons na ausência de quarks e é a densidade de lagrangeana de Yang-Mills (1.12). É importante notar a importância do trabalho de Y.M. no sentido de que este atribui a um grau de liberdade interno (o spin isotópico) uma nova realidade, uma vez que ele não só distingue estados de núcleons, mas mais do que isto, desempenha um papel fundamental ao determinar a forma da interação forte (1.13). Portanto, quando Fritzsche et al. (1.14) propõem que a densidade de lagrangeana de QCD seja (1.1), sendo os gluons representados em octetos de cor, (representação {8} do $SU(3)_c$) o grau de liberdade de cor passa a ser o fator determinante para a descrição da interação forte.

Um dos argumentos (o primeiro) citado no artigo de Fritzsche et al. (1.14.b) a favor dessa representação para os gluons é que desta forma estes seriam objetos tão fictícios quanto os quarks.

No entanto, assim como existem várias evidências indiretas para a existência de quarks coloridos, existem também outras que evidenciam a existência de gluons. Como estes objetos são fundamentais para a presente tese, vamos apresentar estas evidências, (1.15), (1.16) as quais são ainda mais difíceis do que para os quarks, uma vez que se acredita que os gluons não carregam nem carga fraca nem eletromagnética e são "insípidos".

A primeira delas já vimos que é a existência de partons neutros. Outra evidência mais direta é obtida de resultados experimentais em reações $e^+ e^- \rightarrow$ jatos de hadrons (PETRA) (1.17). Este tipo de reação produz, além de uma estrutura dominante de 2 jatos, uma certa fração de eventos de 3 jatos. A explicação deste fenômeno pode estar ligada a tendência de emissão de gluons por quarks. Sabe-se que um "bremsstrahlung" de gluons a pequenos ângulos é responsável pela violação de "scaling" e portanto não explicaria o terceiro jato. Por outro lado, podemos esperar que se for possível a emissão de um gluon "duro" a grande ângulo, este gluon possa se materializar em um jato distinto de hadrons, como foi predito teoricamente por Polyakov (1.18) e Ellis et al. (1.19), com base na QCD. Caso seja realmente este o processo de produção do terceiro jato, o estado final deverá conter partículas com grande momento transversal.

A primeira evidência experimental para o "bremsstrahlung" de gluons é a reação hadron-hadron $\rightarrow \mu^+ \mu^- X$. Acredita-se que a principal contribuição para este processo vem da aniquilação de um quark de um hadron com um antiquark do outro hadron. Algumas vezes um dos férmions que se aniquilam podem emitir antes um gluon a grande momento transversal, o que acarretaria um recuo

do par $\mu^+ \mu^-$ também com grande p_T , o que já foi medido.

A única evidência, até o presente, da existência de jatos de gluons vem de experimentos com $e^+ e^-$, sendo a principal, o decaimento $T (b\bar{b}) \rightarrow \text{hadrons}$, cujo estado final é descrito consistentemente por modelos de estados finais de 3 jatos (1.21). Estes estados finais são esperados pela QCD pelo decaimento $T \rightarrow 3g$ (Fig. I.3), uma vez que o decaimento em um gluon é proibido pela simetria de cor e em $2g$ é proibido pelo teorema de Yang,* visto que T tem spin 1.

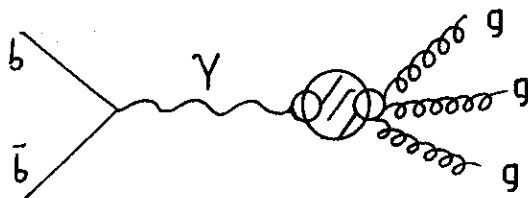


Fig. I.3. Auto-aniquilação do par de quarks $b\bar{b}$ do estado ligado T , produzindo hadrons via estado intermediário de gluons.

A evidência experimental de que os gluons têm spin 1 (e não zero) foi obtida no estudo da aniquilação $e^+ e^-$ a altas energias, no processo $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$, pela colaboração TASSO (1.23). A análise das correlações angulares entre os eixos dos 3 jatos é consistente com a hipótese de que o gluon tem spin 1 e desfavorece bastante a hipótese de gluons escalares.

c) Liberdade Assintótica (1.11)

Chama-se liberdade assintótica o fato de que a intensidade efetiva de acoplamento entre dois quarks é tão menor quanto menor for a distância entre eles (ou grande Q^2). Em outras palavras a constante de acoplamento efetiva da QCD, definida pelas

* Um méson vetorial ou pseudo-vetorial não pode se desintegrar em $2g$ (veja ref. 1.22).

equações do grupo de renormalização, que na aproximação de logarítimo dominante se escreve:*

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{12\pi} [33 - 2f] \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)} \quad (1.2)$$

tende a zero para valores de Q^2 muito grande, desde que o número de sabores f seja menor ou igual a 16 (Fig.I.4.).

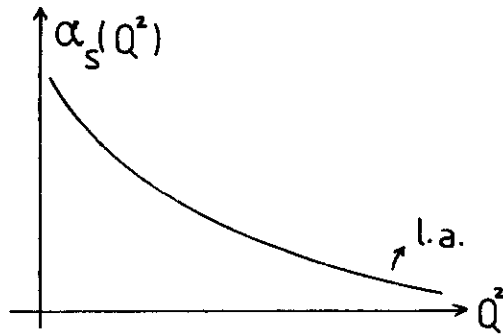


Fig. I.4. Variação da constante de acoplamento efetiva da QCD, na aproximação de logarítimo dominante, em função do quadrado do momento transferido Q^2 .

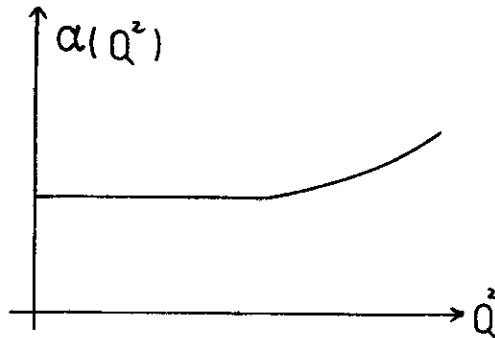


Fig. I.5. Variação da constante de acoplamento efetiva da QED, na aproximação de logarítimo dominante, em função do quadrado do momento transferido Q^2 .

A evidência mais forte para a liberdade assintótica vem do espalhamento profundamente inelástico, como já apontamos anteriormente.

* μ é uma massa arbitrária ($\mu^2 \ll Q^2$) e consideramos as massas dos quarks muito menores que Q^2 .

Esta propriedade da QCD a distingue fortemente da QED, onde a expressão análoga a (1.2) é

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha}{\left[1 - \left(\frac{\alpha}{3\pi}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right)\right]}, \quad (1.3)$$

obtida com hipóteses similares às anteriores.

Nosso objetivo nesta seção não é mostrar a derivação destes resultados (1.11), mas simplesmente colocá-los apresentando um argumento heurístico que justifique a liberdade assintótica (1.25).

Na QED, uma carga e pode emitir um fóton, mesmo no vácuo, e este criar um par e^+ e e^- que se aniquilará novamente em um fóton. Estas flutuações no vácuo criam, como efeito, uma blindagem da carga e , pois esta pode atrair cargas (dos pares criados) de sinal oposto ao seu. Este efeito é semelhante ao das cargas de polarização induzidas em um dielétrico por uma carga, as quais passam a blindá-las.

Esta blindagem significa exatamente o oposto da liberdade assintótica, isto é, para grandes distâncias (pequeno Q^2) a carga efetiva vai parecer menor. De (1.3) podemos inferir que a grande Q^2 (distâncias muito pequenas) a QED se torna uma teoria cujo acoplamento é "forte", enquanto de (1.2) inferimos que na QCD isto ocorre para distâncias suficientemente grandes (comparadas com $\mathcal{O}(1)$ fermi), como indicam as fig. I.4. e I.5.

Obviamente o processo de criação de pares virtuais $q\bar{q}$, na QCD, vai produzir um efeito de blindagem na carga de cor de um quark de modo semelhante ao que descrevemos acima para a QED. Ocorre, entretanto, que na QCD existe um fenômeno oposto - anti

blindagem - decorrente do fato dos gluons carregarem carga de cor, fenômeno este que não tem equivalente na QED, pela inexistência de fótons carregados.

Um quark pode emitir um gluon que vai alterar a carga de cor deste, deixando-o com uma carga líquida menor. Cada gluon emitido pode criar um par de gluons e assim o papel destes é o de espalhar a carga de cor no espaço. Desta forma, o espalhamento de uma partícula (sonda) será devido a uma distribuição de cargas de cor e não por esta carga concentrada em um ponto; portanto, a interação será menos intensa para distâncias interiores à distribuição de cargas.

Podemos mostrar que o efeito de antibrindagem é dominante sobre o efeito de blindagem o que, em outras palavras, significa que o vácuo se comporta como um meio dielétrico (paramagnético) com $\epsilon < 1$ e é o responsável pela antibrindagem de cargas (1.25).

d) A Regra de Okubo-Zweig-Iizuka (R.O.Z.I.)

A R.O.Z.I. foi introduzida fenomenologicamente, com grande sucesso, na teoria das interações fortes (pré-QCD) e faz parte do esquema de Dualidade (1.26) utilizado para descrever interações hadron-hadron "moles". Por Dualidade nós entendemos a relação entre dois aspectos complementares de uma mesma realidade. É portanto uma idéia de correspondência. Neste contexto conhecendo-se o comportamento assintótico de uma amplitude física é possível estabelecer uma relação de correspondência entre as descrições a baixas e altas energias de uma interação, via o que se chama Regra de Soma de Energia Finita (R.S.E.F.) (1.26).

A hipótese de que uma amplitude física é dominada por ressonâncias a baixas energias e por pólos de Regge a altas energias, coloca a R.S.E.F. como uma importante ferramenta para o estudo da física hadrônica.

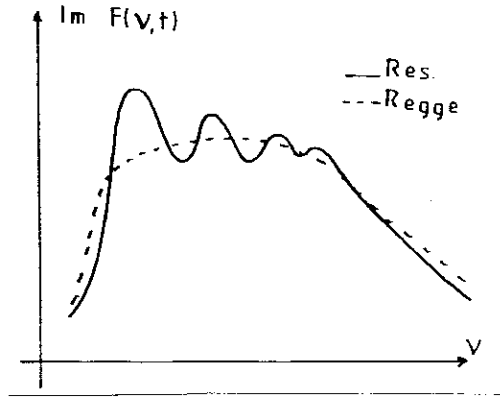


Fig. I.6. Parte imaginária da amplitude em função de uma variável de energia v . A curva contínua representa a produção de ressonâncias e a tracejada equivale à amplitude de troca de Reggeons.

Outra hipótese que gostaríamos de mencionar é a da ausência de amplitude exótica.^{*} Com isto queremos dizer que se existem ressonâncias exóticas na via- s , elas são em pequeno número e seus efeitos são desprezíveis diante daqueles implicados por ressonâncias comuns. Apesar de modelos, como "modelo de sacola", preverem estados exóticos (1.28) (por ex. $qq\bar{q}\bar{q}$), não foi encontrada ainda nenhuma evidência experimental para estes objetos.

Até o presente não se conhece uma explicação ou justificativa teórica para a R.O.Z.I. (1.29). Entretanto, o grau de credibilidade que ela atingiu é bem grande, e é normalmente utilizada como regra de seleção que proíbe os acoplamentos dos mésons

* Por exótico entenda-se o conjunto de números quânticos que não são preditos por SU(3) tanto para os mésons como para os bárions - ref. (1.27).

$$\text{Méson} - \{3\} \otimes \{\bar{3}\} = \{1\} \oplus \{8\}$$

$$\text{Bárion} - \{3\} \otimes \{3\} \otimes \{3\} = \{1\} \oplus \{8\} \oplus \{8\} \oplus \{10\}$$

ϕ e f' a mēsons não estranhos e nucleons. Por exemplo,

$$\Gamma (\phi \rightarrow \rho \pi) \approx 0$$

$$\Gamma (f' \rightarrow \pi\pi) \approx 0$$

$$g_{NN\bar{N}\phi} = g_{NN\bar{N}f'} \approx 0$$

Podemos enunciá-la da seguinte maneira:

Dentre todos os diagramas de quarks possíveis de se construir, em uma dada reação ou decaimento, os que contribuem dominantemente para o processo são aqueles que correspondem à diagramas conexos.

Ou ainda:

Diagrama de quarks desconexos implicam em processo fortemente suprimido,

como ilustram as figs. I.7 e I.8.



Fig. I.7. Diagramas de quarks para vértices de mēsons.



Fig. I.8. Diagramas de quarks para vértices mēson-bárion.

Um exemplo ilustrativo é o decaimento hadrônico dos mēsons ω e ϕ , ambos pertencentes ao noneto $J^{PC} = \bar{1}^-$. Embora ingenuamente possamos pensar que a largura de decaimento do ϕ fosse maior que a do ω por ele ser mais massivo ($m_\phi = 1.02 \text{ GeV} > m_\omega = 0.782 \text{ GeV}$), verifica-se exatamente o oposto, isto é, $\Gamma_\phi = 4.1 \pm 0.2 \text{ MeV} < \Gamma_\omega = 10.0 \pm 0.4 \text{ MeV}$. Este fato se acentua mais no ca-

nal de decaimento em 3π . As taxas de decaimento são:

$$\phi \rightarrow 3\pi \quad (16 \pm 2\%)$$

$$\omega \rightarrow 3\pi \quad (90 \pm 1\%)$$

que pode ser entendido com a R.O.Z.I. como fica evidente na fig. I.9.

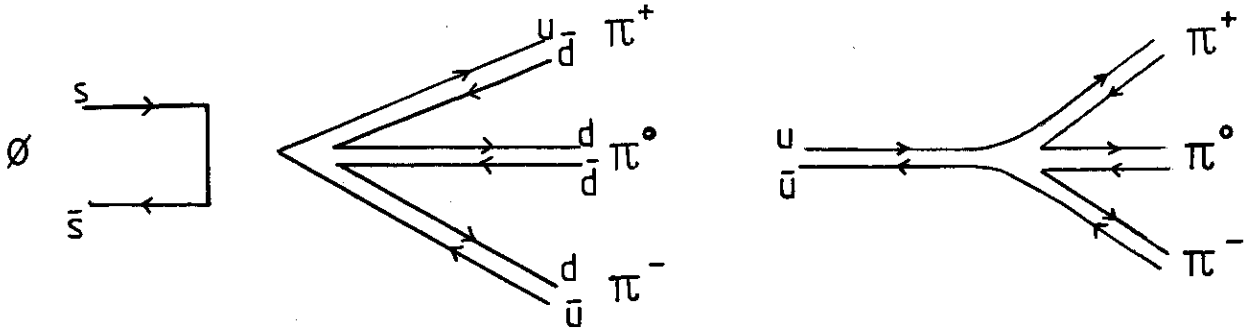


Fig. I.9. Diagramas de quarks mostrando os decaimentos hadrônicos $\phi \rightarrow 3\pi$ (a) e $\omega \rightarrow 3\pi$ (b).

Já o decaimento $\phi \rightarrow K\bar{K}$ é predominante ($\sim 84\%$) pois o méson K possui um quark estranho e portanto o gráfico de linhas de quarks é conexo.

Evidências mais recentes para a R.O.Z.I. são encontradas nos decaimentos hadrônicos do méson charmoso (1.30) J/ψ ($m \sim 3.1$ GeV, $\Gamma = 69 \pm 15$ KeV) que é um estado $c\bar{c}$. Seu mais forte decaimento hadrônico é $\sim 4\%$. O decaimento $J/\psi \rightarrow$ hadrons sem conteúdo de charme vai se constituir num diagrama de quarks desconexo como o da fig. I.9.a e, portanto, a R.O.Z.I. explica razoavelmente esta pequena largura hadrônica.

Ao compararmos as larguras hadrônicas dos decaimentos do ϕ e J/ψ para processos proibidos pela R.O.Z.I., podemos inferir que a regra parece ser tão melhor quanto maior a massa da partícula que decai, isto é:

$\Gamma (Q\bar{Q} \rightarrow \text{hadrons sem } Q) < \Gamma (q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons sem } q)$ se $m_Q > m_q$.

Vejamos agora no capítulo II como que estes assuntos que revimos neste capítulo se relacionam e se tornam importantes para compreensão do que são as B.G.

CAPÍTULO II

II. EM BUSCA DAS BOLAS DE GLUONS

Os gluons são objetos sem massa, sem spin-isotópico e sem carga elétrica, carregando apenas carga de cor (não carregam sabor). Assim como os quarks, estão contidos em representações do grupo $SU(3)_c$. Mas a hipótese do confinamento impõe que só existam estados (neutros) singletos de cor formados tanto de quarks e gluons como somente de gluons - as chamadas Bolas de Gluons (B.G.).* Como as B.G. não têm sabor e são singletos de cor, são às vezes chamados hadrons puros de QCD.

Alguns exemplos de singlete de cor seriam:

$$\begin{array}{rcl}
 B_{\mu}^a B_{\nu a} & & \text{estados de 2 gluons} \\
 c_{abc} B_{\mu}^a B_{\nu}^b B_{\gamma}^c & & \\
 d_{abc} B_{\mu}^a B_{\nu}^b B_{\gamma}^c & \left. \vphantom{\begin{array}{l} c_{abc} B_{\mu}^a B_{\nu}^b B_{\gamma}^c \\ d_{abc} B_{\mu}^a B_{\nu}^b B_{\gamma}^c \end{array}} \right\} & \text{estados de 3 gluons}
 \end{array}$$

onde c_{abc} são as constantes de estrutura do grupo e d_{abc} é definido por $\{ \lambda^a, \lambda^b \} = \frac{4}{3} \delta^{ab} + 2 d^{abc} \lambda_c$.

Entretanto, a existência ou não de B.G. é uma questão em aberto na QCD, e algumas perguntas fundamentais continuam sem uma resposta clara, ou até mesmo sem resposta.

Algumas destas questões são:

- (i) Existem estados ligados de gluons na QCD?
- (ii) Quais são suas propriedades?
- (iii) Como as B.G. podem ser encontradas?
- (iv) Qual(is) o(s) processo(s) de produção de B.G.?

* Estes objetos são normalmente citados na literatura como glueballs ou gluonia. Em nível de não especialistas veja ref. (2.1).

- (v) Já foram achadas B.G. na natureza?
 (vi) Como as B.G. se acoplam a outros hádrons?

Esperamos poder, neste trabalho, apontar alguma direção privilegiada no sentido de entendermos melhor estes objetos.

No presente estamos convencidos de que a existência destes objetos seria a melhor comprovação para a QCD, no estágio atual do nosso conhecimento. A existência de B.G. é uma importante predição teórica da QCD, porque antes do advento desta, muitos físicos teriam ficado bastante surpresos e incomodados pela presença de um hádron que não estivesse contido nos multipletos de $SU_f(N)$.

Vimos na introdução que muitos testes da QCD estão baseados em modificações do modelo a partons (quarks e gluons). A B.G. vai mais além, pois sua existência pode ser considerada como a maior comprovação do auto-acoplamento entre os gluons, e o acoplamento gluon-gluon é uma característica de teorias de gauge não abelianas como a QCD. Portanto, a esperança da existência de B.G. reside fundamentalmente na não linearidade da QCD, que permite o acoplamento entre gluons. Assim a confirmação da existência de B.G. se constitui uma confirmação de traços essenciais da teoria das interações fortes.

A parte da teoria que descreve apenas os campos de calibre (caso sem fêrmions) é uma teoria de Yang-Mills cuja densidade de lagrangeana é:*

$$\mathcal{L} = - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a \quad (2.1)$$

* Veja Apêndice A.

Como os bósons vetoriais de calibre, B_{μ}^a (gluons) formam um octeto de cor (1.14), logo têm carga e podem, em princípio, se auto-acoplarem.

Considerando-se as propriedades das interações gluon-gluon ou "multigluons" (que se acoplam da mesma maneira que gluon-quark), liberdade assintótica e as características do confinamento, acreditamos que devemos encontrar um estado ligado de vários gluons (B.G.).

A questão geral da existência de B.G. em uma teoria quântica de Y.M. é uma questão bem difícil e, como até o presente não se conhece um procedimento geral capaz de predizer ou negar a existência destes objetos, somos obrigados a considerar a questão das B.G. em modelos dinâmicos específicos como: modelos de sacola, modelos de cordas, teorias de potencial, via regras de soma da QCD e via D.T.U., cujos principais resultados resumiremos no fim deste capítulo, onde teremos a oportunidade de ver que todos estes modelos prevêm a existência de B.G.

O quadro que apresentamos acima reflete que a QCD está longe de ser uma teoria "bem acabada", principalmente no que diz respeito a descrição dos hadrons. São os nucleons estados ligados de quarks? De fato não se sabe a resposta, isto é, não se sabe se as teorias de campo relativísticas contêm ou não estados ligados (2.2). É natural que neste caso os físicos tentem estabelecer, como primeiro passo, um tipo de "princípio de correspondência" e, portanto, procurar estudar a teoria de Y.M. classicamente, o que será assunto do capítulo III. Todo este quadro bastante incompleto é um grande desafio para a teoria das interações fortes em geral e em particular para a fenomenologia, enfo

que este que usamos para tratar o problema das B.G. Veremos neste capítulo algumas generalidades sobre estes objetos.

Segundo Bjorken (2.3) a QCD pura (sem quarks) parece implicar na existência de B.G., o que entretanto não corresponde a realidade física (devemos considerar também os quarks). O argumento se baseia no resultado obtido perturbativamente para o processo $\nu + \bar{\nu} \rightarrow g + g$ via graviton virtual, justificado a pequenas distâncias pela liberdade assintótica. Definindo $R(Q^2)$ como a secção de choque de $\nu + \bar{\nu} \rightarrow$ hadrons (B.G.) normalizada pela secção de choque pontual (comportamento a altas energias) esperamos que com o decréscimo de Q^2 o cálculo perturbativo não mais se justifique e possamos encontrar ressonâncias discretas (estados de gluons - B.G.), para Q^2 próximo a escala de confinamento, como mostra a fig. II.1.

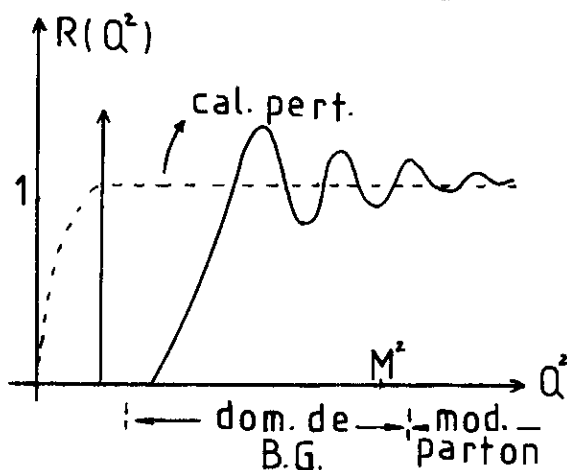


Fig. II.1. Secção de choque hipotética para o processo $\nu + \bar{\nu} \rightarrow$ hadrons (B.G.), na QCD pura, normalizada em relação ao seu comportamento a altas energias.

Ou a escala de massa da região da dominância de B.G. é ~ 1 a 2 GeV, ou é maior, o que acarretaria a não validade da teoria perturbativa em uma escala de momento surpreendentemente

grande ($\gg 2$ GeV). A primeira hipótese é bem mais razoável e teremos oportunidade de comparar essa massa com as previstas por vários modelos para estados de B.G.

Ao considerarmos a QCD com quarks, podemos esperar que as B.G. se misturem fortemente com estados ordinários de mésons ($q\bar{q}$) ou não. No primeiro caso as B.G. teriam uma grande largura e seria difícil de serem vistas como ressonâncias, enquanto que no segundo, suas larguras seriam estreitas.

A primeira indicação para identificação de um estado de gluons vem do trabalho de Freund e Nambu (2.5). Se quarks são ligados pela interação com gluons, devemos necessariamente esperar que existam amplitudes do tipo

$$q_1 \bar{q}_1 \rightarrow \text{gluons} \rightarrow q_2 \bar{q}_2, \quad (2.2)$$

mediadas por gluons. Este mecanismo permitiria, por exemplo, que

$$s\bar{s} \rightarrow \text{gluons} \rightarrow u\bar{u}$$

e portanto $\phi \rightarrow \rho \pi$ (3π) pode ocorrer (veja fig. II.2.).

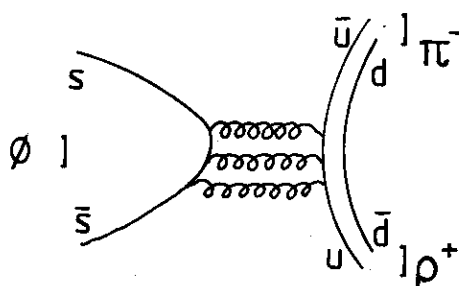


Fig. II.2. $\phi (s\bar{s}) \rightarrow \text{gluons} \rightarrow \rho \pi (u\bar{u}, d\bar{d})$.

Dependendo da constante de acoplamento quark-gluon, isto é, se ela for suficientemente pequena, então $\phi \rightarrow \rho \pi$ vai ser suprimido. Freund e Nambu (2.5) mostraram que a violação da R.O.Z.I. resulta da mistura dos mésons ω , ϕ e ψ com um méson vetorial singleto de SU(4), que chamaram de O (estado sem quarks) cuja massa se

encontra entre 1.4 e 1.8 GeV , e decai principalmente ($\Gamma \sim 35$ MeV) em $\rho \pi$, $\bar{K}K^*$ e possivelmente em $\omega \pi \pi$, sendo sua largura total esperada entre 50 - 100 MeV. Este trabalho traz consigo uma importante sugestão para a busca de B.G., qual seja: procurá-las em reações proibidas pela R.O.Z.I., mas que não são suprimidas.

A R.O.Z.I. pode ser entendida qualitativamente na QCD pela propriedade de liberdade assintótica desta (2.6). Portanto, do ponto de vista da QCD, a R.O.Z.I. pode ser entendida da seguinte maneira: se existem processos, cujos diagramas de quarks seriam desconexos, mas que não são suprimidos, eles devem ser mediados, em geral, por um número n de gluons "duros"* conforme ilustra a fig. II.3.

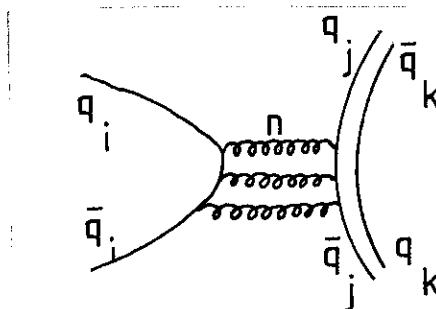


Fig.II.3. Decaimento de um méson, onde o estado final não contém os quarks do estado inicial ($i \neq j, K$), via n gluons.

A contribuição de um diagrama deste tipo será proporcional a $[\alpha_s(Q^2)]^n$, onde α_s é a constante de acoplamento quark-gluon (I.2), Q^2 o quadrado da massa do méson ($q_i \bar{q}_i$), englobando todos os gluons. Quanto maior for a massa do méson em decaimento, menor será o valor de $\alpha_s(Q^2)$ e, conseqüentemente, menor

* O valor de n depende obviamente da conservação dos números quânticos. O estado final (Fig.II.3) pode conter um número maior de partículas.

será o valor estimado para o respectivo processo. A liberdade assintótica da QCD vai nos dar (2.7)

$$\alpha_s(Q^2 = m_\psi^2) \sim 0.2 < \alpha_s(Q^2 = m_\phi^2) \sim 0.5,$$

o que nos permite entender qualitativamente a maior supressão do decaimento $\psi \rightarrow$ hadrons do que $\phi \rightarrow$ hadrons.* Por exemplo, espera-se que $\psi \rightarrow \rho \pi$ seja mais suprimido que $\phi \rightarrow \rho \pi$, o que é observado experimentalmente.

Entretanto, como a QCD contém acoplamento entre gluons, é razoável esperarmos que, se os gluons intermediários (Fig. II.3) formarem algum estado ligado resultando em uma B.G., a constante de acoplamento efetiva deve se tornar mais forte, e a supressão da R.O.Z.I. pode ser violada na região de massa da B.G.

Vejamos agora como podemos estimar a largura de processos suprimidos pela R.O.Z.I. (do tipo da fig. II.3), ainda no contexto da QCD, via expansão $1/N$ (2.8), pois isto poderá nos sugerir um limite quantitativo para a largura das B.G.

Uma idéia central de métodos aproximativos em física teórica é encontrar pequenos parâmetros que podem servir como parâmetros de expansão. Na QCD, um tratamento perturbativo é justificável quando o momento invariante transferido é $Q^2 \gg \mu^2$.

Tal procedimento não se aplica ao estudo das estruturas dos hadrons, exceto talvez para famílias de quarkonia extremamente pesados. A expansão $1/N$ tem por objetivo introduzir na teoria um parâmetro que pelo menos simplifique alguns cálculos e in

* Entretanto, se um estado $c\bar{c}$ se aniquilar num número n , bastante grande, de gluons, então cada gluon pode ser suficientemente "mole" para que α_s seja grande e o acoplamento possa passar para o regime forte (2.6).

interpretações. Naturalmente este método não é o tema central do nosso estudo e, portanto, veremos aqui apenas algumas generalidades sobre ele.

Algumas simplificações são conseguidas na QCD através da generalização do grupo de simetria das cores $SU(3)_C$ para $SU(N)_C$ e considerando o limite onde o número de cores N é muito grande, redefinindo a constante de acoplamento g como g/\sqrt{N} (2.9).

Apesar das complicações naturais introduzidas por um grupo mais amplo, como $SU(N)_C$, para o estudo da estrutura hadrônica obtemos as seguintes simplificações:

- (i) Em qualquer ordem na constante de acoplamento forte, algumas classes de diagramas são desprezíveis.
- (ii) Os diagramas que restam têm pontos comuns na teoria de perturbação a grandes N .
- (iii) Os "loops" de gluons dominam sobre os de quarks por um fator N . Na notação "dupla linha" (a qual é evidente por si só) que apresentamos na fig. II.4.,

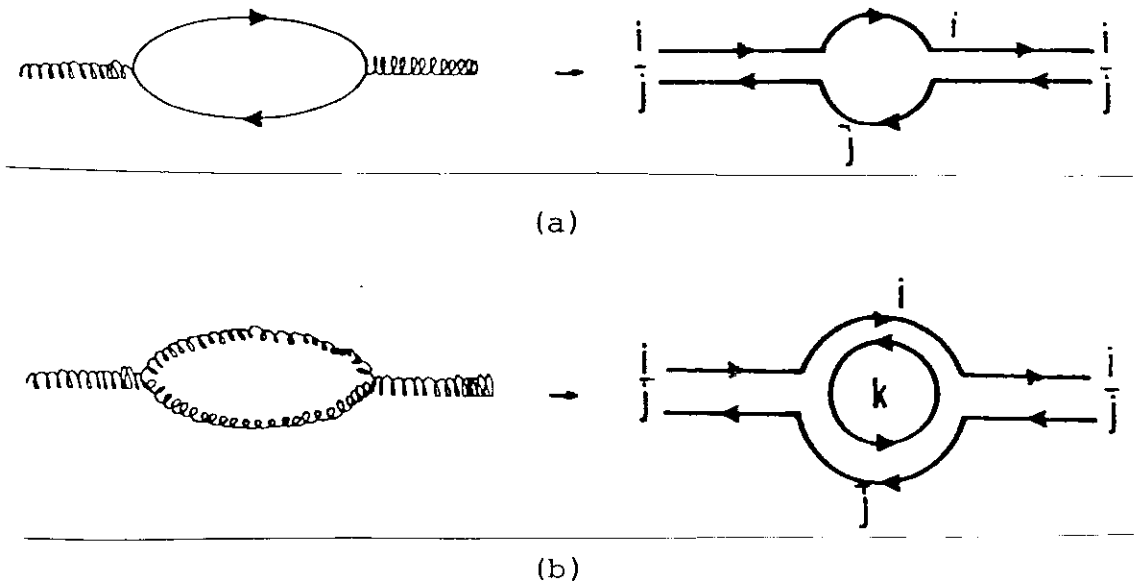
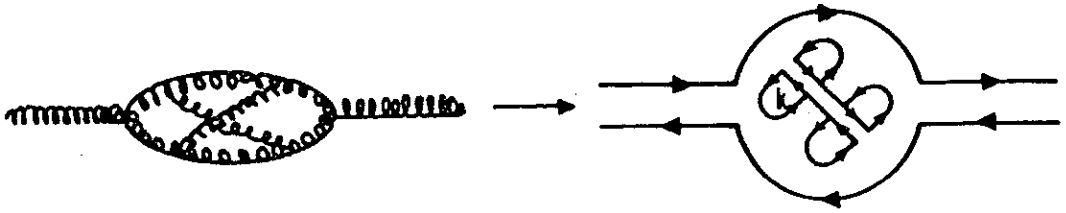


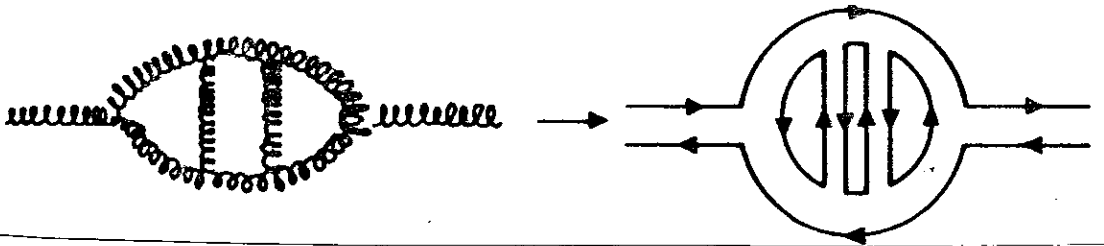
Fig. II.4. Diagrama de "dupla linha" para "loop" de quark (a) e para "loop" de gluon (b).

esta afirmativa fica evidente, pois existe uma linha de cor K (interna) que pode tomar qualquer valor de 1 a N . - Redefinindo g como g/\sqrt{N} , com g fixado quando $N \rightarrow \infty$, fica claro que para qualquer N a contribuição de um "loop" será da ordem de $(g/\sqrt{N})^2 N \rightarrow g^2$.

- (iv) Um diagrama não planar é suprimido por um fator $1/N^2$ em relação ao seu correspondente planar, pois se o diagrama não planar envolve um "loop" interno, o planar envolve 3 (fig. II.5).



(a) vai como $(g/\sqrt{N})^6 N \rightarrow g^6/N^2$



(b) vai como $(g/\sqrt{N})^6 N^3 \rightarrow g^6$

Fig. II.5. Diagrama de "dupla linha" não planar (a) que contribui com o fator g^6/N^2 e o seu correspondente planar que vai como g^6 (b).

Uma série de resultados obtidos da expansão $1/N$ está citada por Quigg (2.8), e veremos agora como R.O.Z.I. é entendida neste contexto e, a partir daí, como estimar a largura média de uma B.G.

Já vimos que um possível mecanismo para um processo proi-

bido pela R.O.Z.I. é o indicado em (2.2). Para um processo de troca de 2 gluons, podemos representar este processo como:*

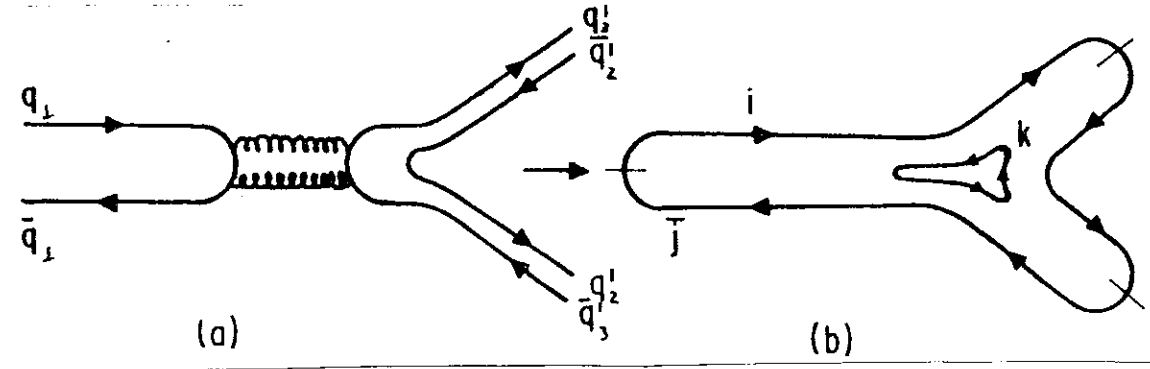


Fig. II.6. Diagrama de "dupla linha" para um processo proibido pela R.O.Z.I. ($M_1 \rightarrow M_2 M_3$, sendo M méson) via $2g$ intermediários.

Devido à linha interna livre K , a amplitude do decaimento proibido pela R.O.Z.I. será proporcional a

$$(g/\sqrt{N})^4 N \rightarrow g^4/N$$

e a secção de choque será proporcional a

$$\sigma \sim \frac{1}{N} |A|^2 \propto 1/N^3,$$

onde o fator $1/N$ vem da média sobre todas as cores.

Já para um processo permitido da mesma ordem, como o indicado na fig. II.7, temos duas linhas de cor livres, K e ℓ , correspondendo então a um fator N^2 e, portanto, a amplitude será proporcional a

$$(g/\sqrt{N})^4 N^2 \rightarrow g^4$$

e a secção de choque $\sigma \sim 1/N$.

* As linhas fechadas ($\begin{array}{c} i \\ \text{---} \\ j \end{array}$) significam que o méson é um singlete de cor.

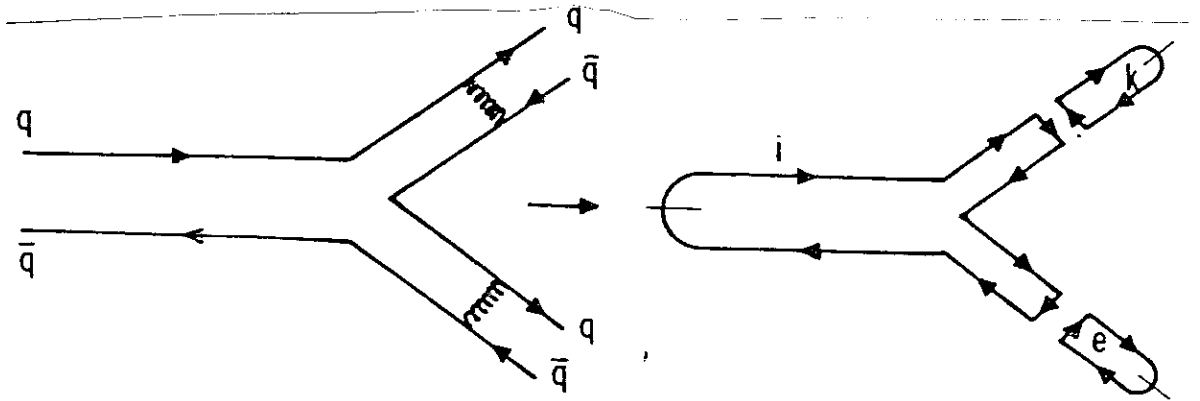


Fig. II.7. Diagrama de "dupla linha" para um processo de decaimento ($M \rightarrow M + M$) permitido pela R.O.Z.I.

Enquanto que estes processos são do tipo quarks \rightarrow gluons \rightarrow quarks, o decaimento das B.G. é um processo do tipo gluons \rightarrow quarks, e portanto uma estimativa razoável para a largura das B.G. é considerar a contribuição da metade do processo proibido (Fig. II.6). Isto corresponde a uma amplitude proporcional a

$$(g/\sqrt{N})^2 \rightarrow g^2/N$$

uma vez que não temos mais a linha de cor interna livre e assim $\sigma \sim 1/N^2$.

Resumindo, as larguras encontradas para os 3 casos são:

$$\Gamma_{\text{B.G.} \rightarrow \text{mésom}} \sim 1/N^2$$

$$\Gamma_{\text{mésom} \rightarrow \text{mésom}} \text{ (permitido pela R.O.Z.I.)} \sim 1/N \quad (2.3)$$

$$\Gamma_{\text{mésom} \rightarrow \text{mésom}} \text{ (proibido pela R.O.Z.I.)} \sim 1/N^3$$

Este resultado é que leva à regra da média

$$\Gamma_{\text{B.G.}} \sim \sqrt{\Gamma_{\text{proibido}} \Gamma_{\text{permitido}}} \quad (2.4)$$

que é comumente encontrada na literatura (2.10), e que muitas ou tras vezes aparece como

$$\Gamma_{\text{B.G.}} \sim \frac{1}{N^2} \langle \Gamma_{\text{hadronica}} \rangle \quad (2.5)$$

É importante que fique claro que isto é apenas uma estima

tiva pois, na realidade, a menos que se resolva realmente a QCD, não saberemos quanto esta aproximação pode ser extrapolada para o caso de interesse que é o $N = 3$.

A eq. (2.4) pode também ser sugerida pela unitaridade, uma vez que B.G. devem ser estados intermediários de decaimentos proibidos pela R.O.Z.I., como:

$$\text{Im} \langle \bar{q}q | \bar{q}'q' \rangle \propto \langle \bar{q}q | \text{B.G.} \rangle \langle \text{B.G.} | \bar{q}'q' \rangle + \dots$$

Se a amplitude $\langle \bar{q}q | \bar{q}'q' \rangle$ é suprimida por um fator de supressão imposto pela R.O.Z.I. ($q \neq q'$) a equação acima parece sugerir que as amplitudes de decaimento de B.G. são suprimidas pela raiz quadrada do fator de supressão para a amplitude $\langle \bar{q}q | \bar{q}'q' \rangle$. Entretanto outros estados intermediários podem contribuir para o lado direito da última equação, tal como, por exemplo, em:

$$\text{Im} \langle \phi | \rho\pi \rangle \propto \langle \phi | K\bar{K} \rangle \langle K\bar{K} | \rho\pi \rangle + \langle \phi | \text{B.G.} \rangle \langle \text{B.G.} | \rho\pi \rangle + \dots$$

Como $\langle \phi | K\bar{K} \rangle$ e $\langle K\bar{K} | \rho\pi \rangle$ são permitidos pela R.O.Z.I., estaremos em face a um paradoxo, a menos que existam cancelamentos entre diversos estados do lado direito ou se $\langle K\bar{K} | \rho\pi \rangle$ for pequeno devido a dificuldade de se excitar um par $S\bar{S}$ do mar (dependendo da energia da reação) e não como uma consequência da R.O.Z.I. (1.29), (4.10.a).

Portanto se num dado processo que possa ser mediado tanto por estados de B.G., como por estados intermediários de quarks, houver interferência e cancelamentos entre estados de B.G. ou entre eles e os estados de quarks, então a largura $\Gamma_{\text{B.G.}}$ deverá ser muito maior que a dada por (2.4).

Caso contrário, essa afirmativa (2.4 - 2.5) será um bom limite inferior para a largura.

Ainda seguindo a linha de tentar apresentar indicações de possíveis mecanismos de produção de B.G., podemos nos perguntar porque não foi ainda achado uma secção de choque razoável para produção de B.G. em colisões hadron-hadron. Uma resposta sugerida por Bjorken (2.4) é que devem existir muitos estados diferentes com massas comparáveis e tantos modos de decaimento diferente para cada um, que para um dado canal a secção de choque será muito pequena. Assim, se estados de B.G. forem produzidos em hadron-hadron certamente será extremamente difícil distingui-los do fundo.

Talvez um bom lugar para procura de B.G. seja nos decaimentos radioativos do J/ψ (2.11) (ou talvez do T):

$$J/\psi \rightarrow \gamma X \quad (2.6)$$

$$T \rightarrow \gamma Y \quad (2.7)$$

A QCD perturbativa* prevê as seguintes razões de ramificação (B.R.):

$$\text{B.R. } (J/\psi \rightarrow \gamma X) = \frac{\Gamma (J/\psi \rightarrow \gamma g g)}{\Gamma (J/\psi \rightarrow g g g)} \sim 5-10\% \quad (2.8)$$

$$\text{B.R. } (T \rightarrow \gamma Y) = \frac{\Gamma (T \rightarrow \gamma + Y)}{\Gamma (T \rightarrow \text{tudo})} \sim 3\% \quad (2.9)$$

cujos principais mecanismos de decaimento são mostrados na fig. II.8.

* Cuja aplicabilidade aos decaimentos do J/ψ são questionáveis.

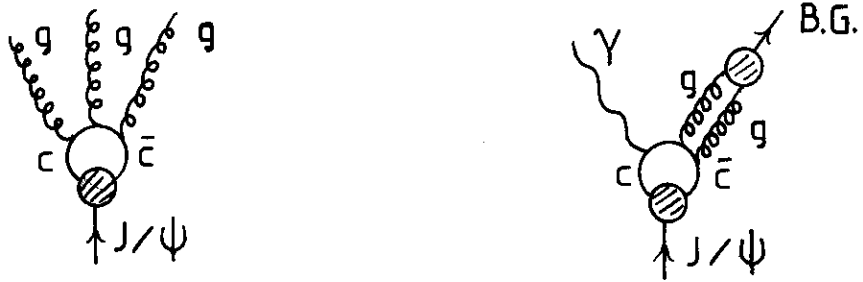


Fig. II.8. Principal mecanismo de decaimento para ψ (T) em QCD perturbativa (a) e para o decaimento radiativo via canal γgg virtual que é ideal para a formação de B.G. (b).

O argumento pelo qual apontamos o decaimento radiativo do J/ψ como um bom processo para procura de B.G. é o seguinte. Os decaimentos $J/\psi \rightarrow$ hadrons são do tipo $J/\psi \rightarrow 3$ gluons \rightarrow hadrons. Neste processo não pode haver formação de B.G. como um estado ressonante formado por dois gluons porque, como o gluon é um octeto de cor e o J/ψ é um singlete, então quaisquer dois gluons deverão formar um octeto de cor e portanto não podem formar uma B.G. que é um singlete de cor. Já no decaimento radiativo, a formação de B.G. é bastante favorecida, visto que o fóton é um singlete de cor e assim os dois gluons devem formar uma singletade cor.

O espectro de energia do fóton pode fornecer uma medida direta da massa de X. Se a B.G. for formada pelos 2 gluons, então deverá aparecer um pico monocromático no espectro de energia do fóton.

O espectro de massa de X, onde se espera encontrar B.G. , é mostrado na fig. II.9.a,

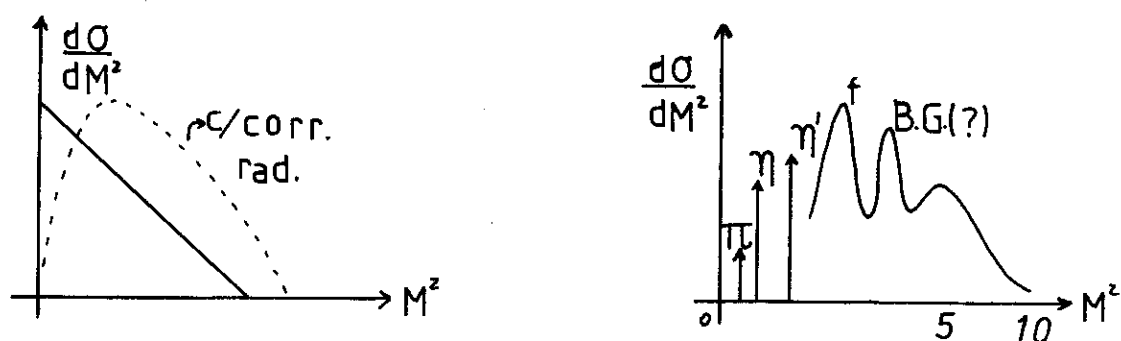


Fig. II.9. Espectro de massa (X) para processo $\psi \rightarrow \gamma + X$.

enquanto a fig. II.9.b mostra a distribuição de massa levando em conta um espectro de ressonâncias (mais realístico) para os estados finais (gg) de baixa massa.

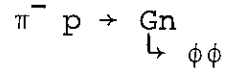
Portanto, se a QCD prediz um grande B.R. para o $J/\psi \rightarrow \gamma gg$ e pela R.O.Z.I. esperamos que $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{B.G.}$ seja menos suprimido do que $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{quarkonium}$, então decaimentos radiativos do J/ψ com grande B.R. indicam que X pode ser um bom candidato a B.G. (Fig. II.8.b).

Como já chamamos a atenção anteriormente, a R.O.Z.I. desempenha um papel bastante importante na busca das B.G., permitindo-nos identificar quais os efeitos passíveis de serem interpretados como sinais da existência desses novos hadrons.

É importante entendermos que a busca de B.G. em reações proibidas pela R.O.Z.I. impõe vínculos sobre seus canais de decaimento. Este ponto é preciso que fique bem claro pois se as B.G. não possuem sabor algum, seus decaimentos devem ser independente de sabor, o que algumas vezes não é observado, e isto tem gerado uma certa confusão na literatura.* Vejamos melhor

* Veja capítulo IV.

este ponto com o exemplo da reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$. Esperamos que esta reação ocorra da seguinte forma:



onde G é uma B.G. (veja cap. V). Se o decaimento de G deve ser independente de sabor por que não observamos o decaimento $G \rightarrow$ pions? A resposta é que se o estado final não contém quarks estranhos ($\phi\phi$) a reação $\pi^- p \rightarrow$ (pions) n não é mais proibida pela R.O.Z.I., e desde que haja conservações dos números quânticos esta reação é representada por um diagrama conexo. Conseqüentemente a produção direta de pions vai "afogar" a produção de pions proveniente do decaimento do G . Isto não quer dizer que não haja decaimento das B.G. no canal de produção de pions, mas que simplesmente não se consegue distinguí-lo experimentalmente. Portanto os processos de produção de B.G. em reações proibidas pela R.O.Z.I. por si sô implicam no privilégio de certo canal de decaimento, sem que haja, entretanto, alguma violação de independência de sabor.

Haveria um paradoxo se isto ocorresse quando o processo de formação de B.G. fosse via $\gamma\gamma$, como indica a fig. II.10,

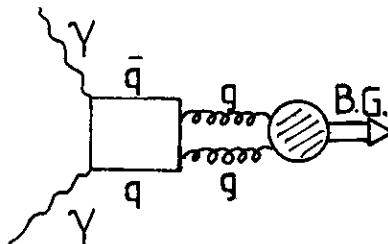


Fig. II.10. Produção de um estado ligado de gluons via $\gamma\gamma$.

uma vez que neste tipo de formação não há vínculos de sabor, pois o estado inicial também é independente de sabor. Um processo deste deve ser mais "raro" pois os gluons não se acoplam com fótons e, portanto, é um processo de ordem mais alta em QCD, como indica a fig. II.10.

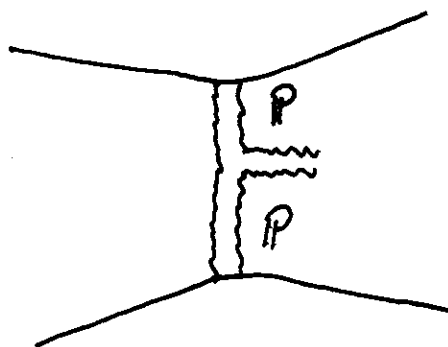


Fig. II.11. Uma dupla troca de Pomeron poderia ser uma fonte de B.G.?

Outro processo que seria igualmente independente de sabor, sugerido por Robson (2.14) foi em processos de dupla troca de pomeron do tipo indicado na fig. II.11. Esta sugestão, datada de 1977, não teve nenhuma comprovação do ponto de vista experimental até o presente e aparentemente também não interessou muito aos teóricos. Apesar disto, ela nos parece uma idéia interessante e esperamos desenvolvê-la num futuro próximo, além de já existir uma experiência planejada envolvendo este assunto (4.43).

Do ponto de vista da confirmação experimental das B.G. fica a questão de que se houver um candidato à B.G. com os números quânticos J^{PC} idênticos ao de algum possível estado singleto ($I = 0$) de um noneto de $SU(3)$, como optar por uma ou por outra interpretação.

Esta ambigüidade pode ser evitada se forem encontrados estados de B.G. com J^{PC} exóticos, i.e., não preditos por SU(3) sabor, que foram chamados por Carlson et al. (2.12) de "oddballs". Isto porque estados exóticos de B.G. só podem se misturar com o setor exótico de quarks (tipo $q\bar{q}q\bar{q}$) que são fortemente suprimidos.

Teremos assim, em princípio, dois tipos de B.G.: aquelas cujos números quânticos são compatíveis com estados $q\bar{q}$ e as proibidas para estes estados, que podem ser interpretadas sem ambigüidade como formadas só de gluons, desde que não liberemos o esquema de SU(3).

Estritamente falando, não existe uma separação em 2g, 3g, etc. devido ao auto-acoplamento dos gluons, que permite que qualquer número destes se acople entre si dando origem a um número diferente de gluons. Todavia a classificação por número de gluons é fisicamente atraente e pode ser significativa julgando pelo sucesso das classificações dos modelos a quark.

Para um sistema de dois fêrmions ($q\bar{q}$), sabemos que a paridade do sistema é dada por $P = (-)^{L+1}$ e a conjugação de cargas $C = (-)^{L+S}$, sendo L o momento angular orbital e S o spin total do sistema. Já para um estado de 2g temos $P = (-)^L$ e $C = (-)^{L+S}$. A tabela abaixo (2.13) apresenta alguns dos estados possíveis para $q\bar{q}$ e B.G. a 2 e 3 gluons.

J^{PC}	$q\bar{q}$	2g	3g	ESTADOS CANDIDATOS A ODDBALLS
0^{++}	S	S	S	
0^{+-}	N	N	S	X
0^{-+}	S	S	S	
0^{--}	N	N	S	X
1^{++}	S	S	S	
1^{+-}	S	N	S	
1^{-+}	N	S	S	X
1^{--}	S	N	S	
2^{++}	S	S	S	
2^{+-}	N	N	S	X
2^{-+}	S	S	S	
2^{--}	S	N	S	
3^{++}	S	S	S	
3^{+-}	S	N	S	
3^{-+}	N	S	S	X
3^{--}	S	N	S	

Tab. II.1. Lista de estados (J^{PC} mais baixos) para o modelo a quarks e B.G. S indica os estados permitidos, N os proibidos e X na última coluna da direita indica os candidatos a "oddballs".

Assim, quanto à determinação experimental de estados que possam ser interpretados como B.G., nosso ponto de vista é que se algum estado singlete de cor com $I = 0$, $B = 0$ e J^{PC} exótico for observado, com largura relativamente estreita (em relação a largura média hadrônica) e massa entre ~ 1 a 3 GeV, mais provavelmente ele será um bom candidato a B.G. do que um estado exótico de quarks.

Na verdade esta hipótese é, em parte, sustentada pelo sucesso da classificação dos hadrons via $SU(3)$ ou $SU(4)$ obtido até então.

Para concluir este capítulo, apresentaremos um pequeno quadro resumo das previsões de alguns dos modelos dinâmicos que mencionamos anteriormente, no que concerne à determinação das massas de B.G.,* incluindo uma descrição esquemática de alguns dos principais modelos (semi-) fenomenológicos. Entretanto nosso objetivo aqui não é, de forma alguma, ser completo,** mas antes mostrar que existe um certo consenso para a escala de massa das B.G., como está indicado na tab. II.2.

* Alguns artigos de revisão podem ser consultados, e estão citados na ref. (2.15).

** Dentre outras omissões, não discutiremos, por exemplo, os trabalhos que tratam de misturas de B.G. com hadrons e estados híbridos do tipo qqg (2.16) e de efeitos de B.G. na D.T.U. (2.17).

MODELO	J^{PC}	MASSAS (GeV)
Analogia com Pomeron (2.5)	1^-	$\sim 1.4 - 1.8$
Teoria de Potencial (gluons massivos) (2.18)	$0^{++}; 0^{-+}; 1^{-+}; 2^{++}; 2^{-+}$	1.15; 1.30; 1.50; 1.60; 1.80
Lagrangiana Efetiva (2.19)	0^{++}	$\sim 1.0 - 2.0$
Modelo de Corda (2.20)	$0(?)$	1.7 (instável!)
Teoria de Calibre na Rede (2.21)	$0^{++}; 2^{++}$	$< 1.0; 1.67 \pm .32$ *
Regra de Soma em QCD (2.22)	$0^+; 2^{++}; 0^-$	$\sim 4.5; 1.65 \pm .35; 2 - 2.5$
Modelo de sacola ** (2.27)	$0^{-+}; 0^{++}; 2^{++}$	$\sim 0.7 - 0.9; \sim 1.7$

Tab. II.2. Resumo das predições de massa para as B.G., com valores de J mais baixos, segundo vários modelos.

* Para $SU(2)$: $m(2^+)/m(0^+) = 2.05 + .18$ e para $SU(3)$: $m(2^+)/m(0^+) = 2.22 \pm .33$.
 - .22

** Existe ainda uma grande discrepância na literatura envolvendo estes valores (2.26).

Vejamos agora alguns comentários sobre certos modelos.

O modelo de sacola é um modelo fenomenológico para as interações fortes, que pode ser pensado como uma extensão do modelo a quarks, uma vez que nele estes são tratados relativisticamente, e a principal hipótese deste modelo é a suposição ab initio do confinamento dos quarks e gluons, cuja ação seria simulada pela sacola, e da existência apenas de estados singletos de cor.

Os grupos do MIT (2.23) e de Budapest (2.24) desenvolveram modelos de sacola cujos resultados obtidos para massas de mésons, bárions e para seus momentos magnéticos são, em geral, satisfatórios (2.25). Do ponto de vista destes modelos, os hadrons são bolhas no espaço contendo quarks, no interior das quais estes se movem praticamente livres e não têm massa. Esta visão, porém, não contém ainda as idéias da QCD que fundamentalmente contribuem com a inclusão dos graus de liberdade dos gluons. Com a hipótese do confinamento, os campos de gluons têm então que se anular fora da bolha. De acordo com a lei de Gauss, isto só é possível se o conteúdo da bolha formar um conjunto singlete de cor. Assim, dado a existência de três cores de quarks, este argumento mostra porque os hadrons devem ser estados $q\bar{q}$ ou qqq . A estabilidade de tais estados resulta da existência de uma pressão b (constante $\sim 55 \text{ MeV/fermi}^3$) externa causada pelo vácuo, a qual contrabalança a pressão interna causada pelos quarks.

O estudo de B.G. no modelo de sacola vem sendo bastante desenvolvido (2.25 - 2.29) e algumas das mais recentes predições estão mostradas na tab. II.2.

Dois pontos, no entanto, gostaríamos de comentar:

- (i) quanto à estabilidade de B.G. esféricas;
- (ii) no setor de 2 gluons, o modelo de sacola não prevê "oddballs".

O item (ii) segue-se imediatamente do teorema de Yang (1.22) que diz que duas partículas vetoriais, em suas camadas de massa, não se acomplam para formar estados de $(J)^{PC} = (n^{\circ} \text{ ímpar})^{-+}$, que representa a seqüência de "oddballs" formados por 2 gluons.

A questão da estabilidade das soluções esféricas tipo B. G. é uma questão antiga e que aparentemente ainda não foi solucionada (2.27 - 2.29).

Do ponto de vista clássico, se os campos de gluons estão confinados, os campos eletromagnético e magnético devem satisfazer as seguintes condições de contorno:

$$\hat{n} \cdot \vec{E} = 0 \quad ; \quad \hat{n} \wedge \vec{B} = 0$$

para $r = R$ (raio da sacola) e onde \hat{n} é um versor normal à superfície da sacola e que aponta para a região interna desta.

Usando a forma explícita do tensor momento-energia para o campo de gluons, cujas componentes são:

$$T_{jk} = \frac{1}{2} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) \delta_{jk} - E_j E_k - B_j B_k$$

$$T_{ok} = (\vec{E} \wedge \vec{B})_k$$

$$T_{oo} = -\frac{1}{2} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) ,$$

segue-se das condições de contorno que não existe fluxo de energia pela superfície

$$n_k T^{ko} = 0$$

e o fluxo de momentum é

$$n_j T^{jk} = \frac{1}{2} (\vec{E}^2 + \vec{B}^2) n^k - \vec{E}^2 n^k = b n^k$$

onde $b = \frac{1}{2} (\vec{E}^2 - \vec{B}^2)$ é interpretado como a pressão do campo de gluon na superfície.

Pode-se mostrar (2.29) que para todos os modos de gluons em uma cavidade esférica o campo elétrico tem alguns zeros sobre a superfície, e portanto é fácil de ver que nestes pontos a equação anterior não pode ser satisfeita com $b > 0$. A sugestão de Robson para evitar esta dificuldade foi propor que B.G. deveriam ser tratadas como toróides em modelos de sacola e fez seus cálculos utilizando um toróide de secção reta retangular ao longo do eixo $-z$ no modelo do MIT. Este trabalho apresenta ainda problemas relacionados à estabilidade que foram tratados por Jezabek (2.28). Fica, no entanto, a questão da validade desse tipo de argumento do ponto de vista quântico.

Se assumimos que os gluons constituintes são massivos ($m \sim 500 - 800 \text{ MeV}$) (2.30) as massas de B.G. podem ser calculadas usando a equação de Schrödinger com um potencial efetivo. Um cálculo mais detalhado envolvendo potenciais confinantes foi feito por Suura (2.31), que derivou uma equação de onda relativística e invariante de calibre para dois gluons sem massa, interagindo através de um potencial de quarkonium.

Não nos alongaremos mais em comentários sobre a estimativa de massa das B.G. e esperamos ter transmitido neste capítulo que uma predição exata das B.G. exige ainda um grande esforço.

Deixamos a discussão sobre o estado atual do conhecimento no que diz respeito à determinação experimental da existência de B.G. para o capítulo IV.

CAPÍTULO III

III. A NÃO EXISTÊNCIA DE B.G. CLÁSSICA

A busca de "um princípio de correspondência" para as B.G. foi objeto de estudo para vários físicos (3.1 - 3.6), e o nosso objetivo neste capítulo é mostrar a evolução das idéias contidas nestes trabalhos, que culmina na demonstração da não existência de B.G. clássica.

O que seria este objeto? - Poderíamos defini-lo como um objeto localizado no espaço, de energia finita concentrada pela própria interação dos campos de calibre que não sofreria dissipação, i.e., que não irradiaria energia para o infinito espacial.

Entretanto esta idéia está em conflito com o seguinte teorema (3.1):

Não existe outra solução real, estática, de energia finita, para uma teoria pura de Yang-Mills com grupos de calibre compactos, além da solução de vácuo. Em outras palavras, qualquer solução do tipo B.G. clássica é equivalente a $B^{\mu} = 0$.

Apresentaremos primeiro o argumento de Coleman (3.1.a), baseado na invariância de escala da teoria, para o caso de soluções independentes do tempo.

O tensor momento-energia simétrico associado à eq. (2.1) é (cf. Apêndice A):

$$\theta^{\mu\nu} = G^{\mu\alpha a} G_{\alpha a}^{\nu} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G_a^{\beta\alpha} \quad (3.1)$$

que por definição satisfaz a condição

$$\partial_{\mu} \theta^{\mu\nu} = 0 \quad (3.2)$$

e ainda

$$\theta_{\mu}^{\mu} = 0 \quad (3.3)$$

que traduz a invariância de escala da teoria.

Em termos dos campos cromo-elétrico e -magnético;

$$E_i^a = G_{i0}^a, \quad H_i^a = \frac{1}{2} \epsilon_{ijk} G^{ajk} \quad (3.4)$$

podemos escrever:

$$\theta^{00} = \frac{1}{2} (\vec{E}^a \cdot \vec{E}_a + \vec{H}^a \cdot \vec{H}_a) = - \text{tr} (E^2 + H^2) \quad (3.5)$$

$$\theta^{0i} = (\vec{E}^a \wedge \vec{H}_a)^i = - 2 \text{tr} (\vec{E} \wedge \vec{H})^i$$

Considere a lagrangeana para uma solução independente do tempo, i.e.,

$$L = L_1 - L_2 = \frac{1}{2} \int d^3x (\vec{E}_a \cdot \vec{E}^a - \vec{H}_a \cdot \vec{H}^a),$$

onde usamos a notação da eq. (3.4) para escrever a eq.(2.1). A energia total \mathcal{H} é igual a soma $L_1 + L_2$ e conseqüentemente se \mathcal{H} é finito significa que L_1 , L_2 e L também o são.

Por outro lado, uma solução, se existe, é instável segundo a transformação de escala:

$$B_a^0(\vec{x}) \rightarrow \rho \lambda B_a^0(\lambda \vec{x})$$

$$B_a^i(\vec{x}) \rightarrow \lambda B_a^i(\lambda \vec{x})$$

pois, com esta transformação, vemos por substituição direta que

$$L \rightarrow \rho^2 \lambda L - \lambda L_2.$$

Mas ela deve ser estacionária em $\rho = \lambda = 1$. Logo,

$$\left. \frac{\delta L}{\delta \lambda} \right|_{\lambda=1} = 0 = \rho^2 L_1 - L_2$$

$$\left. \frac{\delta L}{\delta \rho} \right|_{\rho=1} = 0 = 2\lambda L_1$$

o que implica que $L_1 = L_2 = 0$. Assim, $G_{\mu\nu}^a = 0$

que é a solução de vácuo (cf. apêndice B).

Chegamos a esta mesma conclusão se repetirmos agora o argumento considerando um espaço de $(D + 1)$ dimensões, pois encontraremos que

$$L \rightarrow L' = \rho^2 \lambda^D L_1 - \lambda^D L_2$$

que deve ser igualmente estacionária em $\rho = \lambda = 1$.

Vejamos agora a derivação do teorema feita por Pagels (3.1.c), pois é esta que foi generalizada por Coleman (3.3), Magg (3.6), e depois por Weder (3.5).

Seja uma teoria de Y.M. com grupos de calibre compactos, cujo tensor momento energia simétrico satisfaz as eqs. (3.2) e (3.3).

Vamos supor que a energia

$$E = \int d^3x \theta^{00}$$

seja finita e constante. Para que no procedimento que se segue possamos ignorar os termos de superfície que aparecerão, vamos exigir que

$$r^3 \theta_{\mu\nu} \rightarrow 0 \quad \text{quando } r \rightarrow \infty. \quad (3.6)$$

Consideremos agora a quantidade:

$$D = \int d^3x x^\mu \theta_{\mu 0} = \int d^3x \left[x_0 \theta_{00} - x_i \theta_{i0} \right] \quad (3.7)$$

que é constante de acordo com as hipóteses acima como veremos agora. De fato:

$$\begin{aligned} \partial_0 D &= \int d^3x \left[\theta_{00} - x_i \partial_0 \theta_{i0} \right] = \int d^3x \left[\theta_{00} + x_i \partial_j \theta_{ij} \right] = \\ &= \int d^3x \left[\theta_{00} + \partial_j (x_i \theta_{ij}) - \theta_{ii} \right] = \\ &= \int d^3x \partial_j (x_i \theta_{ij}) = 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde usamos, respectivamente, a constância de E, as eqs. (3.2), (3.3), o teorema de Gauss e eq. (3.6).

Se fizermos ainda mais uma hipótese, qual seja, que θ_{i0} é independente de x_0 , como é o caso para uma solução estática, então segue-se imediatamente da eq. (3.8) que $E = 0$. A única solução real com $E = 0$ é a solução de vácuo. Portanto não existe B.G. clássica no caso estático.*

Note que podemos ainda chegar ao mesmo resultado para teorias onde seja possível escrever o traço do tensor momento-energia simétrico como $\theta_{\mu}^{\mu} = \partial_j \Lambda^j$, onde Λ é uma função integrável, desde que $r^2 \Lambda^j \rightarrow 0$ quando $r \rightarrow \infty$.

Como definimos as B.G. clássicas não fica, entretanto, excluída a possibilidade de existência de soluções dependentes do tempo com energia finita. Tais soluções foram procuradas por vários autores (3.3), (3.6).

Coleman mostrou que a única solução para uma teoria de Y. M. num espaço de Minkowski (3 + 1) - dimensões que satisfaça a condição de não irradiar energia para o infinito espacial, o que corresponde a condição da eq. (3.9),

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{3/2 + \epsilon} G_{\mu\nu}^a = 0, \quad 0 < \epsilon < 1/2 \quad (3.9)$$

é a solução de vácuo. Este trabalho é basicamente um refinamento do trabalho de Pagels.

O centro de energia de uma solução não-singular das equações de campo se move com uma velocidade $\vec{v} = \vec{p}/E$, onde $\vec{p} = \int d^3x \theta^{0i}$ e $E = \int d^3x \theta^{00}$. Como as eqs. (3.5) implicam que $|\hat{n}_i \theta^{0i}| \leq \theta^{00}$, onde \hat{n} é um versor, então $|\vec{p}| \leq E$. Coleman primeiro mostrou que a única solução não-singular para as equações de

* Não discutiremos o caso de soluções complexas. Veja, por exemplo, ref. (3.2).

Y.M., onde $|\vec{p}| = E$, é a solução de vácuo ($G_{\mu\nu} = 0$). Portanto, se tal solução existe, então $v < c$ e através de uma transformação de Lorentz, podemos sempre estudar tal objeto em repouso.

Para longas distâncias do centro de energia do objeto em questão, as intensidades dos campos devem se anular e, portanto, devem satisfazer as equações linearizadas, nesta região. Isto é satisfeito se impormos a condição da eq. (3.9).

Consideremos agora a quantidade

$$F(\vec{r}, t) = - \int_{|\vec{x}| < r} d^3x x_i \theta^{0i}$$

e pelas eqs. (3.2) e (3.3) segue-se que

$$\partial_0 F = \int_{|\vec{x}| < r} d^3x \theta^{00} + \int_{|\vec{x}| < r} d^2 \eta_i x_j \theta^{ij}$$

onde $d^2 \eta_i$ é o elemento de área cujo vetor aponta para fora da superfície delimitada por r . Por hipótese, quando $r \rightarrow \infty$, $\partial_0 F \rightarrow E$ uniformemente no tempo para t positivo.

Então, em particular, existe um r tal que

$$\partial_0 F \geq \frac{E}{2}, \quad t > 0.$$

Para este r específico temos

$$F(\vec{r}, t) \geq \frac{Et}{2} + F(\vec{r}, 0), \quad t > 0. \quad (3.10)$$

Por outro lado, pela desigualdade $|n_i \theta^{0i}| \leq \theta^{00}$, segue-se que

$$|F(\vec{r}, t)| < r \int_{|\vec{x}| < r} d^3x \theta^{00} < r E \quad (3.11)$$

Ora, as eqs. (3.10) e (3.11) só são consistentes para qualquer t se $E = 0$, o que completa o argumento. Portanto, qualquer solução de energia finita vai radiar energia, com exceção da solução de vácuo.

Um teorema que generaliza os que já discutimos foi demonstrado por Weder (3.5) e que pode ser enunciado da seguinte forma:

para um tempo x_0 arbitrariamente grande, a energia $E_r(x_0)$ contida dentro de uma esfera $r < R$, não pode ser maior que um número ϵ , arbitrariamente pequeno, i.e., não existe solução de energia finita (não singular) para as equações de Y.M. com a característica:

$$E_r(x_0) \equiv \int_{r \leq R} d^3x \theta^{00} \geq \epsilon, \quad t > t_0, \quad (3.12)$$

e portanto a energia deve ser irradiada para fora da esfera, i.e., para o infinito espacial.*

Uma vez mostrada a impossibilidade de qualquer quantidade não nula de energia permanecer confinada, em um volume compacto durante um tempo infinito, não fica, em princípio, excluída a possibilidade de que existam soluções que descrevem aglomerados de energia, os quais seriam estáveis apenas durante um tempo relativamente grande, ao fim do qual a energia será irradiada. Coleman e Smarr (3.4) estudaram esta questão e mostraram que tais objetos não existem para um conjunto de soluções restritas ao vínculo da eq. (3.9) e outros mais fracos, como por exemplo

$$\lim_{r \rightarrow \infty} |r^{5/2 + \epsilon} G_{\mu\nu}^a| = 0 \quad (3.13)$$

Neste caso a demonstração é simples e ilustrativa. Para soluções que obedecem a eq. (3.13) definimos o momento de inércia para um tempo t por

$$I(t) = \int d^3x r^2 \theta^{00} \quad (3.14)$$

* Na dedução deste teorema, a condição da eq. (3.9), imposta por Coleman, não é mais necessária.

e o raio de giração por

$$R^2(t) = I(t)/E \quad (3.15)$$

A vantagem de introduzirmos esta grandeza é análoga a do cálculo do momento de inércia de corpos sólidos homogêneos, uma vez que ela depende apenas da geometria. Como a densidade de energia é positiva semi-definida, $\theta^{00} \geq 0$, o raio de giração pode ser tomado como uma boa medida da extensão espacial dessa solução e, portanto, sua taxa de variação temporal expressa a medida da expansão ou contração do sistema.

Pela eq. (3.14) e usando (3.2)

$$\partial_0^2 I = \int r^2 \partial_i \partial_j \theta^{ij} d^3x$$

e integrando por partes e usando a eq. (3.3) vem que

$$\partial_0^2 I = 2 \int \theta^{00} d^3x + \int d^2 \eta_i (r^2 \partial_j \theta^{ij} - 2x^i \theta^{ji}) .$$

O termo de superfície se anula pela eq. (3.13) e então

$$\partial_0^2 I = 2E \quad \text{ou} \quad \partial_0^2 R^2 = 2 \quad \therefore \bar{r}^2 = (t-t_0)^2 + r_0^2$$

Este é o resultado encontrado também para uma onda esférica implodindo ou explodindo no eletromagnetismo livre (3.4) cuja situação é mostrada graficamente na fig. III.1.a.

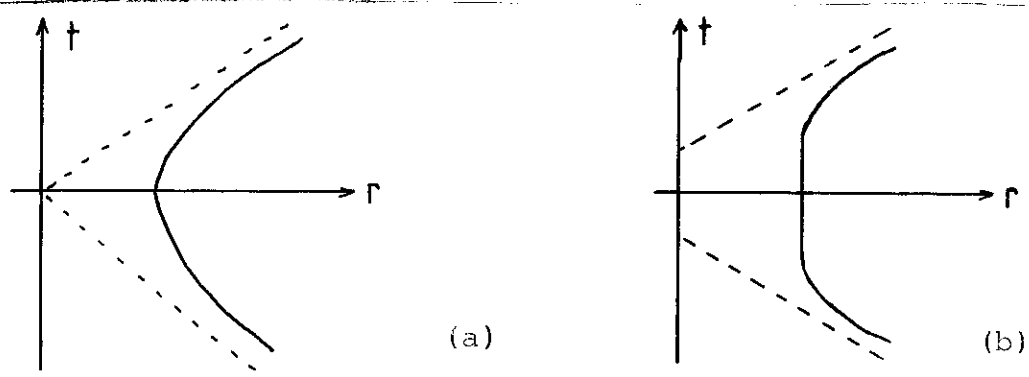


Fig.III.1. Raio de giração como função do tempo de uma onda esférica implodindo e explodindo no eletromagnetismo livre (a). Raio de giração, como função do tempo, de um objeto hipotético que se mantém ligado por algum tempo antes de se "desintegrar" (b).

Já a fig. III.1.b mostra uma situação hipotética onde o sistema permanece unido por um certo tempo antes de irradiar sua energia.

Este resultado é estendido para situações que incluem a possibilidade de um campo coulombiano não nulo a grandes distâncias e o resultado obtido é o mesmo (3.4), i.e., a solução procurada não existe.

A confirmação da não existência de soluções de Y.M. pura, num espaço 4-dimensional de Minkowski, tipo B.G., não quer dizer nada com relação a existência quântica destes objetos. No máximo podemos lamentar que em hora alguma poderemos tomar o limite clássico das B.G., uma vez que elas não existem classicamente. Em outras palavras, não existe uma correspondência entre a teoria quântica de Y.M. e a teoria clássica para soluções tipo B.G.

CAPÍTULO IV

IV. CANDIDATOS EXPERIMENTAIS A B.G.

Insistimos que até o presente momento nós só podemos falar de candidatos experimentais haja visto que nenhum estado tipo B.G. foi ainda determinado sem ambigüidades. Os principais problemas relacionados com a dificuldade de identificação destes objetos foram discutidos no capítulo II.

Nosso objetivo neste capítulo é enumerar alguns estados que têm sido apontados na literatura como bons candidatos à B.G., sistematizando alguns resultados experimentais e tentando esclarecer alguns pontos de controvérsia quanto à interpretação destes estados como B.G.

Discutiremos separadamente os seguintes candidatos:

A) $E(1420)$, $E_R(1440)$, $G(1440)$, $\rho(1440)$ e $D'(1530)$

B) $\theta(1640)$

C) $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

D) $S^*(980)$

E) $g_S(1240)$

F) G_T e G_T' , na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$

A) $E(1420)$, $E_R(1440)$, $G(1440)$, $\rho(1440)$ e $D'(1530)$

Como vimos no capítulo II, o decaimento radiativo do J/ψ é um lugar privilegiado para a procura de B.G., devido ao grande B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma gg$) predito pela QCD. Estudos experimentais recentes indicam que foram vistos dois novos estados ressonantes em decaimento radiativo do J/ψ . São eles: $\rho(1440)$, $I^G(J^P) = 0^+(0^-)$ e o $\theta(1640)$ $0^+(2^+)$. Este último será estudado no

item (B) deste capítulo.

Pode parecer estranho a primeira vista que tenhamos colocado tantas partículas no mesmo item de candidatos a B.G. Na verdade as dificuldades encontradas para preencher o noneto de $SU(3)$ $J^{PC} = 1^{++}$ relacionadas ao isoescalar companheiro do D (1285), o D' , e a possibilidade de existirem B.G., fizeram do estudo dos objetos E (1420), E_R (1440), G (1440), ι (1440) e D' (1530) um único assunto de pesquisa.

Vejamos primeiro os mecanismos de produção destes objetos.

O E_R (1440) foi visto (4.1) em $p\bar{p} \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^-$ e mais recentemente verificou-se que os parâmetros que o definem são (4.2):

$$J^P = 0^-$$

$$M = 1425 \text{ MeV (e não 1440)}$$

$$\Gamma = 80 \text{ MeV}$$

O E (1420) foi observado em experiências com πN (4.3) e em KN (4.4), com o valor determinado de $J^P = 1^+$. Com este valor de J^P entendemos porque o E (1420) não deve aparecer no decaimento radiativo do J/ψ , $J/\psi \rightarrow \gamma E$, uma vez que um méson vetorial não pode se acoplar a $2g$ pelo teorema de Yang (1.22). Do ponto de vista teórico, existem evidências de que o E (1420) deve ser um bom candidato a um estado $S\bar{S}$ (4.5) e portanto ele fica excluído da lista de candidatos a B.G.

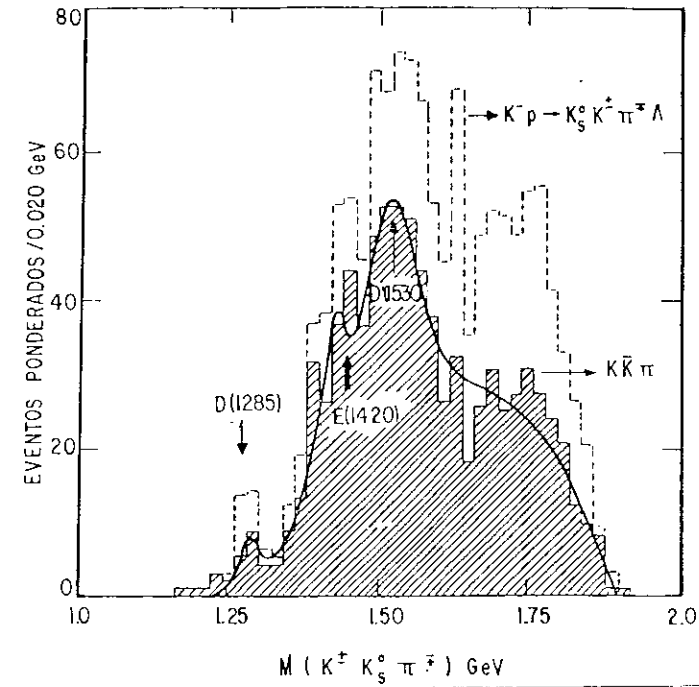


Fig. IV.1. Distribuição de massa invariante para $(K^{\pm} K_S^0 \pi^{\mp})$ para a reação $K^- p \rightarrow K^{\pm} K_S^0 \pi^{\mp} \Lambda$.

Durante algum tempo pensou-se que o E (1420) fosse o companheiro iso-singlete do D (1285). Entretanto, o mais recente candidato é o D' (1530) observado (4.4) em $K^- p \rightarrow (K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}) \Lambda / \Sigma^0$ a 4.2 GeV/c, juntamente com o D (1285) e o E (1420), como mostra a fig. IV.1.

Portanto o D' também fica excluído da lista de candidatos a B.G.

O $\psi(1440)$ foi visto pela primeira vez no decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma K^{\pm} K_S^0 \pi^{\mp}$ pela colaboração MARK II no SPEAR (4.6) (fig. IV.2).

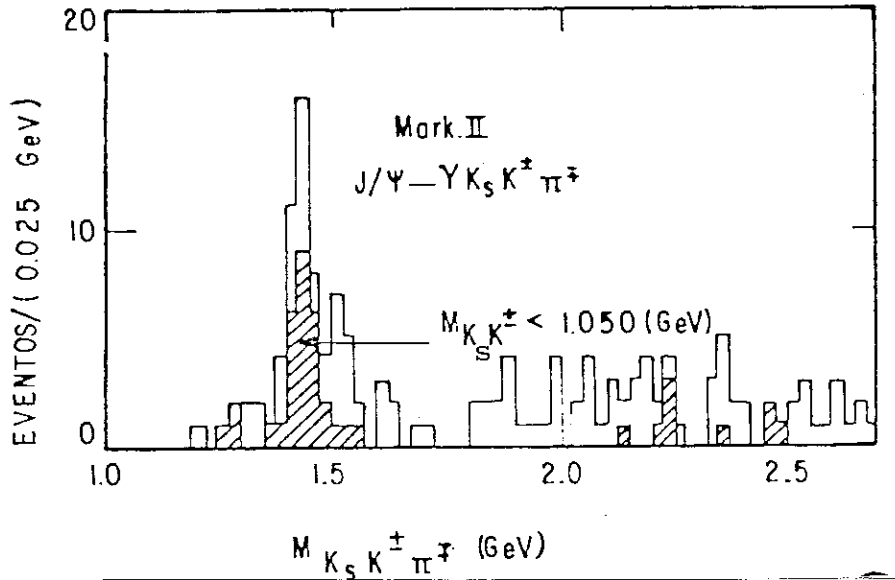


Fig. IV.2. Distribuição de massa invariante para o decaimento radiativo do J/ψ (4.6).

Inicialmente eles tentaram identificar o pico em 1440 MeV como o E (1420), pois o experimento deles não foi capaz de determinar o J^P deste estado. A sua existência foi confirmada pela colaboração do "Cristal Ball" no SPEAR (4.7), observando a reação $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^0$ (fig. IV.3).

Sõ em 1982 (Edwards et al. (4.8)) foi possível medir $J^P = 0^-$ (através da análise de ondas parciais) para este estado, que foi denominado de χ pelas colaborações MARK II e "Cristal Ball".

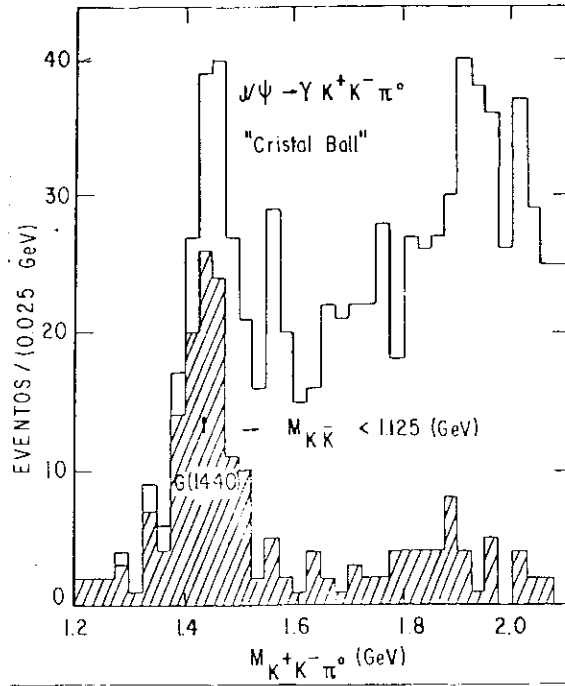


Fig. IV.3. Confirmação da existência do $\rho(1440)$: distribuição de massa invariante para o decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^- \pi^0$

Os parâmetros do méson ρ estão resumidos na tabela IV.1.

PARÂMETROS	MARK II	"CRISTAL BALL"
M (MeV)	1440 $\begin{matrix} + 10 \\ - 15 \end{matrix}$	1440 $\begin{matrix} + 20 \\ - 15 \end{matrix}$
Γ (MeV)	50 $\begin{matrix} + 30 \\ - 20 \end{matrix}$	55 $\begin{matrix} + 20 \\ - 30 \end{matrix}$
B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma \rho$) \times B.R. ($\rho \rightarrow K\bar{K}\pi$)	$(4.3 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	$(4.0 \pm 0.7 \pm 1.0) \times 10^{-3}$
C	+	+
J^P	Não determinado	0^-

Tab. IV.1. Parâmetros do méson ρ .

Este estado $J^{PC} = 0^{-+}$ pode ser o E_R observado em $p\bar{p}$.

O nome de G (1440) foi dado recentemente por alguns autores (4.9) para o estado observado em $J/\psi \rightarrow \gamma G$ com os mesmos números quânticos observados para o E_R e o ι , i.e., $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{-+}$. Isto nos leva a concluir que, na realidade, todos estes estados devem ser um único, i.e., $E_R \equiv G \equiv \iota$.

Resta-nos agora ver se G (1440) é um bom candidato a B.G. ou não. A possibilidade dele vir a ser um estado $q\bar{q}$ parece bastante remota (4.10), uma vez que a única possibilidade seria o estado isoescalar do noneto excitado de $J^{PC} = 0^{-+}$ cujos componentes são mostrados na tab. IV.2.*

COMPONENTES	MASSA (MeV)	Γ (MeV)	DECAIMENTOS
π'	1270	580	$\epsilon\pi$, $\rho\pi$
K'	1400 - 1450	250	ϵK , $K^*\pi$, ρK
ζ	1275	70	$\eta\pi\pi$ ($\delta\pi$, $\epsilon\eta$)
ζ'	1500 - 1600 (?)	(?)	$K\bar{K}\pi$ predominantemente

Tab. IV.2. Componentes do noneto excitado $J^{PC} = 0^{-+}$.

Isto nos levaria a considerar o G como sendo o ζ' , companheiro do ζ observado em $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^+ \pi^- n$ a 8.45 GeV/c (4.12). Entretanto, as propriedades determinadas até agora para o G não permitem um ajuste compatível com o que é esperado para o ζ' (4.10) cuja massa é maior que a do G.

* Na realidade estes objetos ainda carecem de confirmação (4.11) e portanto os argumentos usados aqui não podem ser considerados definitivos.

Em segundo lugar, o ζ não é observado em $J/\psi \rightarrow \gamma K\bar{K} \pi$ (veja figs. IV.2 e IV.3) ou em $J/\psi \rightarrow \gamma \eta \pi \pi$ (4.6), (4.13) (veja figs. IV.4.a e b).

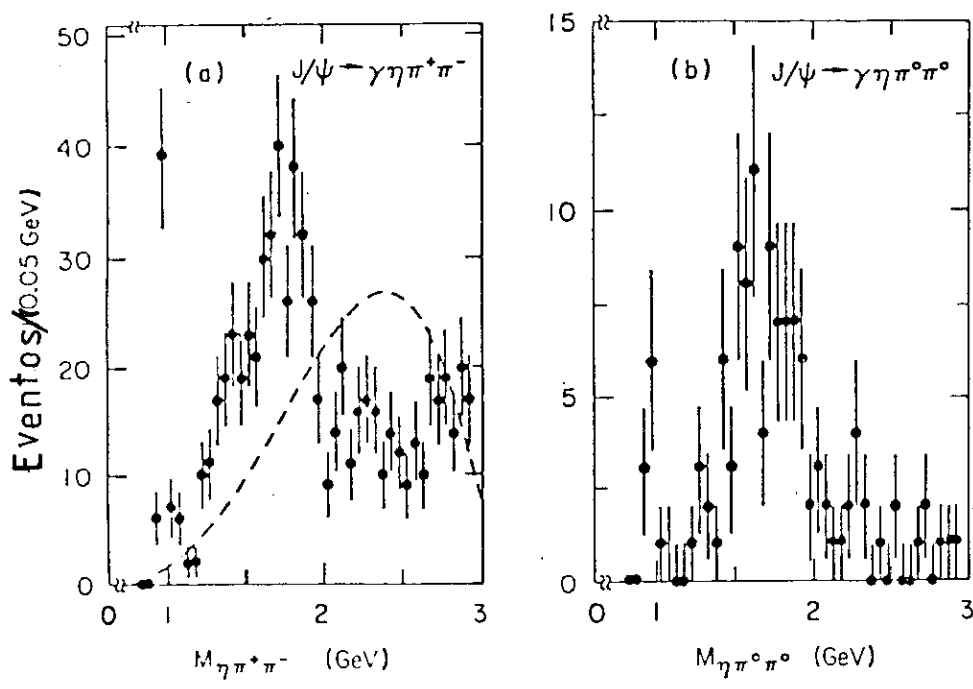


Fig. IV.4. Espectro de massa $\eta \pi \pi$ para eventos $J/\psi \rightarrow \gamma \eta \pi \pi$. (a) para $\eta \pi^+ \pi^-$ e (b) para $\eta \pi^0 \pi^0$. A linha pontilhada em (a) mostra o espectro de massa $\eta \pi^+ \pi^-$ esperado pelo espaço de fase invariante de Lorentz.

Portanto, a produção de ζ é evidentemente menor do que a produção de ι em $K\bar{K} \pi$ e menor que a de η' em $\eta \pi \pi$ e então B.R.

$(J/\psi \rightarrow \gamma \zeta) \ll \text{B.R. } (J/\psi \rightarrow \gamma \iota)$. Fica assim excluída a possibilidade do ι ser o companheiro do ζ e concluímos que o candidato $\tilde{\zeta}$ do noneto excitado $J^{PC} = 0^{-+}$ ainda não foi encontrado.

O ι vem sendo apontado por vários autores (4.11), (4.14), (4.15), como um bom candidato a B.G. principalmente devido ao fato de que $\text{B.R. } (J/\psi \rightarrow \gamma \iota) \sim (3.97 \pm 1.43) \times 10^{-3}$ é o maior medi

do para o conjunto de decaimentos radiativos do J/ψ apresentado na tab. IV.3 (1.26).

$J/\psi \rightarrow$	DIVERSAS REFERÊNCIAS CITADAS EM (1.26)				VALOR MAIS PROVÁVEL
$\gamma\eta$	0.94 ± 0.4	1.2 ± 0.2	0.8 ± 0.2	1.3 ± 0.4	1.05 ± 0.3
$\gamma\eta'$	3.4 ± 0.7	6.9 ± 1.7	2.2 ± 1.7	2.4 ± 0.7	3.37 ± 1.2
γf	1.3 ± 0.3	2.0 ± 0.3	0.9 ± 0.3	1.5 ± 0.4	1.43 ± 0.33
$\gamma 1$	3.6 ± 1.4	4.3 ± 1.7	4.0 ± 1.2	-	3.97 ± 1.43

Tab. IV.3. Decaimentos radiativos do J/ψ (extraído de (1.26)).

Como B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma 1$) é grande e como a QCD prediz um grande B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma gg$) (Capítulo II) então é possível se pensar no estado 1 como sendo um estado $0^- (gg)$. Podemos ainda estimar esse B.R. usando os seguintes dados disponíveis:

$$\text{B.R.}(J/\psi \rightarrow \gamma 1) \times \text{B.R.}(1 \rightarrow K\bar{K}\pi) = (3.6 \pm 1.4) \times 10^{-3} \quad (4.6)$$

$$\text{B.R.}(J/\psi \rightarrow \gamma 1) / \text{B.R.}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c) \sim (1.9 - 3.7) \quad (1.23)$$

$$\text{B.R.}(J/\psi \rightarrow \gamma \eta_c) \simeq (0.7 - 1.5) \% \quad (4.16)$$

Obtemos assim $\text{B.R.}(J/\psi \rightarrow \gamma 1) \sim (1.3 - 5.6) \%$ que está de acordo com a eq. (2.8) que confirma o argumento favorável a interpretação do 1 como uma B.G.

Entretanto, a não observação de $1 \rightarrow \eta\pi\pi$ (comparada com $1 \rightarrow K\bar{K}\pi$) compromete a interpretação de independência de sabor e, conseqüentemente, a interpretação de B.G.

Apesar desta situação ainda confusa, podemos considerar o $1 \equiv E_R \equiv G$ como um bom candidato a B.G., principalmente se com-

parada com os estados que discutiremos a seguir (B-E).

B) θ (1640)

O méson θ de $J^{PC} = 2^{++}$ * foi descoberto recentemente pela colaboração do "Cristal Ball" (4.17) no SPEAR no decaimento radiativo do $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta$ (veja fig.IV.5) cujos parâmetros encontrados para sua definição estão mostrados na tab. IV.4.

PARÂMETROS MEDIDOS	"CRISTAL BALL"	MARK-II
M_{θ} (MeV)	1670 ± 50 ($\eta\eta$)	1700 ± 20 (K^+K^-)
Γ_{θ} (MeV)	160 ± 80	156 ± 30
B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma\theta$) B.R. ($\theta \rightarrow \eta\eta$)	$(3.8 \pm 1.6) \times 10^{-4}$	-
B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma\theta$) B.R. ($\theta \rightarrow K^+K^-$)	-	$(12.4 \pm 1.8 \pm 5.0) \times 10^{-4}$
B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma\theta$) B.R. ($\theta \rightarrow \pi\pi$)	$< 6 \times 10^{-4}$	$< 3.6 \times 10^{-4}$

Tab. IV.4. Parâmetros do méson θ .

* Na verdade a análise da distribuição angular do decaimento do θ , e o fato dele decair em dois pseudo-escalares, seleciona os $J^P = 0^+, 2^+$, e ainda não existe argumento suficiente para excluir o spin 0 (4.18).

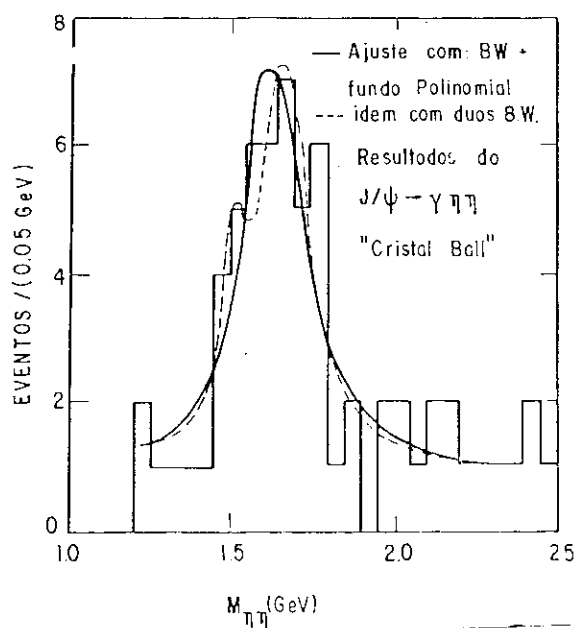


Fig. IV.5. Distribuição de massa invariante para o decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma \eta \eta$ conforme (4.14).

Apesar do θ ter sido apontado na literatura como candidato a B.G., existem problemas ligados a sua interpretação. Um deles (o mais sério) é que não foi ainda observado o modo de decaimento em $\pi\pi$. Se este estado é uma B.G. (singleto unitário), ele deve se acoplar igualmente a todos os sabores de quarks e, portanto, devemos esperar que $B.R. (\theta \rightarrow \pi\pi) = 3 B.R. (\theta \rightarrow \eta\eta)$ (sem correções de espaço de fase) uma vez que no primeiro decaimento temos para estado final $\{\pi^0, \pi^+, \pi^-\}$ e no outro apenas η^0 .

Na realidade nenhum modelo descreve satisfatoriamente todos os dados experimentais obtidos até o presente (4.18). Por exemplo a hipótese de excitação radial (4.19) prevê $B.R. (\theta \rightarrow \pi\pi) < B.R. (\theta \rightarrow \eta\eta)$.

Concluimos, então, que mesmo se olharmos com otimismo a possibilidade de interpretarmos o θ como B.G., a situação ainda não é bastante clara. Sua situação ficaria mais clara se as seguintes tarefas fossem realizadas:

- (1) tentar achar os modos de decaimento $\theta \rightarrow \pi\pi$ e $K\bar{K}$
- (2) verificar o spin 2 do θ
- (3) medir B.R. ($J/\psi \rightarrow \gamma\theta$)
- (4) determinar a contribuição de $f' \rightarrow \eta\eta$ para o sinal de θ (2.^a Breit-Wigner usada no ajuste apresentado na fig. IV.5).

Vimos na tab. IV.4 que $B.R. (\theta \rightarrow \pi\pi)/B.R. (\theta \rightarrow K\bar{K}) < 1$, que é inconsistente com a hipótese de que o θ é uma B.G. tensorial (4.20).

Espera-se resultados em breve (MARK - II) para o decaimento $J/\psi \rightarrow \gamma K^+K^-$ (4.14). Se o θ for uma B.G., então esperamos que $B.R. (\theta \rightarrow K^+K^-) \sim 2 B.R. (\theta \rightarrow \eta\eta)$, pelo mesmo argumento ingênuo que usamos acima, sendo que aqui ele se aplica melhor, pois a massa do K é mais próxima da do η do que o π .

Existe ainda uma outra proposta para tentar esclarecer a natureza do θ (4.21), que se baseia na procura de eventos do tipo $J/\psi \rightarrow \omega\theta$.

Sabemos que a produção do θ no decaimento radiativo do J/ψ tem a principal contribuição dada pela fig. IV.6.

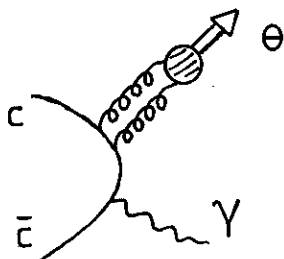


Fig. IV.6. Esquema da principal contribuição para a produção do θ em decaimento radiativo do J/ψ .

Se o θ é realmente uma B.G. então o decaimento $J/\psi \rightarrow \omega\theta$ é causado por interação eletromagnética ou por efeitos de ordem superior em QCD, como indicado nas figs. IV.7 (a) e (b), respectivamente:

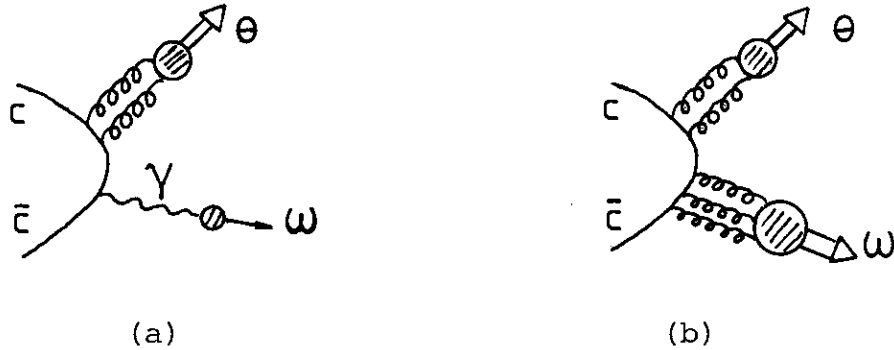


Fig. IV.7. Processos de decaimento $\psi \rightarrow \omega\theta$, no caso de θ ser uma B.G., causado por: (a) interação eletromagnética, - (b) efeitos de ordem superior em QCD.

Pode-se mostrar que as contribuições destes diagramas não são competitivas (4.21), sendo (b) o dominante. Podemos estimar que

$$\frac{\Gamma (J/\psi \rightarrow \omega\theta)}{\Gamma (J/\psi \rightarrow \gamma\theta)} \propto \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s^8}{e_c^2 \alpha \alpha_s^2}\right) \approx \mathcal{O}(10^{-2}) \quad (4.1)$$

onde e_c é a carga do quark charmoso, e os autores tomaram $\alpha_s = 0.2$.*

Portanto se θ for uma B.G. tensorial, a produção de $\omega\theta$ no decaimento do J/ψ será suprimida por aproximadamente duas ordens de grandeza em relação ao decaimento radiativo $\gamma\theta$ ** . Entretanto, se a razão entre as larguras (4.1) for de $\mathcal{O}(1)$ fica então favorecida a interpretação do méson θ como um quarkonium excitado radialmente.

* Veja capítulo II.

**Note que neste caso teríamos um singlete de sabor decaindo num singlete mais um octeto.

$$C) \gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$$

Recentemente (1.23) foi descoberto um forte pico na massa invariante $\rho\rho$ centrado a 1.6 GeV, e confirmado posteriormente por outros experimentos (4.22). Recentemente, Layssac e Renard (4.23) interpretaram este pico como uma evidência de uma B.G. com $J^{PC} = 0^{-+}$, com largura da ordem de 8 KeV. Entretanto, os resultados obtidos no SPEAR (4.22) com o detetor MARK II não suportam necessariamente a interpretação de ressonância estreita destes autores (4.23). Baseado no fato de que as distribuições angulares dos ρ^0 parecem favorecer objetos de spin-2, Minami (4.24) sugere que os dados da colaboração TASSO (1.23) podem ser bem explicados levando-se em conta o efeito da B.G. G (1890), cuja largura estimada é de 600 MeV (4.25) (quanto a estes valores, existem muitas controvérsias). Usando o modelo de dominância vetorial,* que sugere que:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho) \sim (1/250)^2 \sigma(\rho\rho \rightarrow \rho\rho)$$

e estimando $\sigma(\rho\rho \rightarrow \rho\rho)$ por um processo $\rho\rho \rightarrow G(\text{spin } 2) \rightarrow \rho\rho$ onde G é descrito por uma Breit-Wigner, ele obtém o resultado mostrado na fig. IV.8.

* Veja por exemplo (4.26)

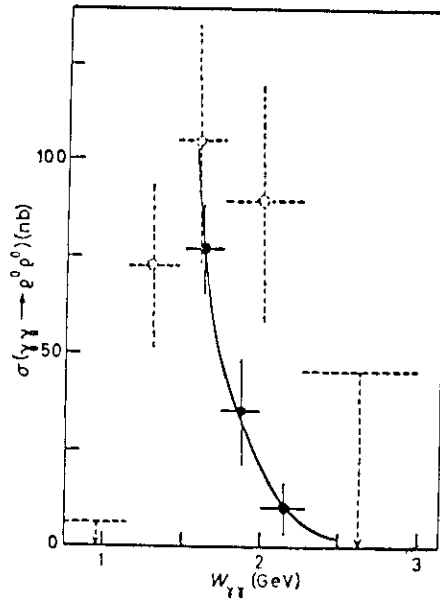


Fig. IV.8. Secções de choque para $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. A linha sólida representa o resultado teórico com os seguintes parâmetros para G. massa = 1890 MeV, $\Gamma_{\text{total}} = 600$ MeV, $\Gamma/\Gamma_{\text{total}} = 0.22$. Os dados experimentais para esta reação (+) foram extraídos de (1.23).

Maiores detalhes sobre colisões fóton-fóton e fóton-nucleon como fonte de B.G. podem ser encontrados em (4.27).

Apesar dos resultados que discutimos neste item poderem dar a impressão de serem resultados muito bons (fig. IV.8) é preciso ficar claro que existe ainda muita controvérsia em relação aos parâmetros usados para G e sua largura parcial no canal $\rho\rho$. Assim o pico em $\rho\rho$ pode ser um candidato à B.G. mas não podemos ainda afirmá-lo, embora estejamos convencidos de que a física de espalhamentos $\gamma\gamma$ pode ser uma boa fonte para a busca de B.G., principalmente devido a sua característica de ser um processo onde a formação destes objetos é independente de sabor.

D) S^* (980)

Apesar do S^* (980) ter sido apontado num passado recente (4.28) como um candidato à B.G., a maioria dos autores (1.4), atualmente, estão de acordo que o S^* (980) é um bom méson de SU(3) do tipo $q\bar{q}$.^{*} Pertence ao noneto de $J^{PC} = 0^{++}$ de SU(3), sendo o isosinglete ($S\bar{S}$), $I^G = 0^+$. Sua massa e largura são respectivamente 975 ± 4 MeV e 33 ± 6 MeV, tendo sido observado os decaimentos em $\pi\pi$ ($78 \pm 3\%$) e em $K\bar{K}$ ($22 \pm 3\%$). Aparece particularmente com um forte pico em $\pi^+\pi^-$ no decaimento do ψ .

Decidimos não considerá-lo como um bom candidato à B.G. pois, como foi visto, ele se encaixa na lista dos "singletos-problema" e nem sequer foi observado nos decaimentos radiativos do J/ψ e, portanto, parece-nos que sua indicação como candidato foi fruto das dificuldades encontradas nos ajustes para determiná-lo bem como o isosinglete ($S\bar{S}$).

E) g_s (1240)

Estudando a reação $\pi^- p \rightarrow K_S^0 K_S^0 n$ a 23 GeV/c, Etkin et al. (4.30) obtiveram evidências para a existência de dois mésons isoscalares; g_s (1240) e $S^{*'} (1730)$.

O estado $S^{*'} (1730)$ se acopla fortemente a $K\bar{K}$, indicando uma grande componente $S\bar{S}$. Já para o estado g_s , cujos parâmetros ajustados foram $M = 1240 \pm 0.010$ GeV e $\Gamma = 0.140 \pm 0.010$ GeV eles obtiveram indicações de que este não pode se acoplar fortemente aos canais de decaimento $\pi\pi$ e KK . Na realidade, esta pos-

* Predições do "MIT Bag Model" permitem a classificação do S^* como estado $2q2\bar{q}$ (4.29).

sibilidade é novamente levantada aqui pela dificuldade de classificação destes estados em um noneto $J^{PC} = 0^{++}$ idealmente misturado (ou aproximadamente), devido a grande diferença de massa entre os três estados candidatos a nonetos convencionais $q\bar{q}$; g_s (1240), ϵ (1440), S^* (1770).*

Esta diferença de massa é entendida pelos autores da seguinte maneira. Em primeiro lugar, estados fundamentais de gg são preditos com massa entre 1-2 GeV e $J^{PC} = 0^{++}$ e 2^{++} . Por outro lado, uma mistura de estados gg e $q\bar{q}$ com mesmo J^{PC} pode formar um decuplete aproximado que contenha 3 estados com $I = 0$ e produzir uma diferença de massa da ordem de 200 MeV, além da esperada na ausência de estado gg , e esta situação parece estar de acordo com os resultados obtidos por Etkin et al. (4.30).

Novamente aqui os resultados são ainda bastante primários, mas ressaltamos que o procedimento utilizado pode ser importante e também útil como evidência da existência de B.G., i.e., detectar os efeitos devido a misturas de estados ordinários de quarks com seus parceiros B.G. (ambos com os mesmos números quânticos) (4.31). Um estudo sobre mésons escalares com $I = 0$ e massa entre 1 e 2 GeV, feito por Minami (4.32), indica que estes novos estados vistos pelo grupo do Etkin devem ter uma mistura de componentes $q\bar{q}$ e gg , ao invés de serem B.G. puras.

F) G_T e G_T , na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$

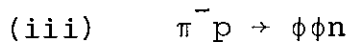
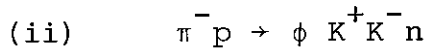
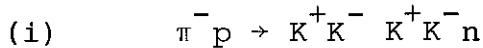
Atualmente estamos convencidos de que o melhor lugar para se procurar B.G. é a reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$, que é proibida pela R.O.Z.I.

* Particle Data Group dá para massa do ϵ o valor de 1300 MeV.

Esta reação vem sendo estudada, do ponto de vista experimental, sistematicamente pela colaboração Brookhaven National Laboratory e o City College of New York (4.33) ($p_{lab} = 22 \text{ GeV}/c$) e, mais recentemente, pela colaboração Aachen-Bari-Bonn-CERN-Glasgow-Liverpool-Millan (4.34) ($p_{lab} = 16 \text{ GeV}/c$). Ambas experiências sugerem a existência de dois estados $J^P = 2^+$, em interferência, de tal modo a descrever satisfatoriamente a distribuição angular do sistema $\phi\phi$.

Faremos um rápido apanhado dos últimos resultados destas experiências, apresentando, no capítulo V, nosso modelo para descrição dos dados experimentais observados.

A colaboração BNL/CCNY observou em seus experimentos as seguintes reações:



De acordo com o modelo a quarks, o méson ϕ é composto predominantemente de pares $S\bar{S}$ (4.35) (quarks estranhos). Assim podemos construir os seguintes diagramas de quarks para as reações acima, representados na fig. IV.9.

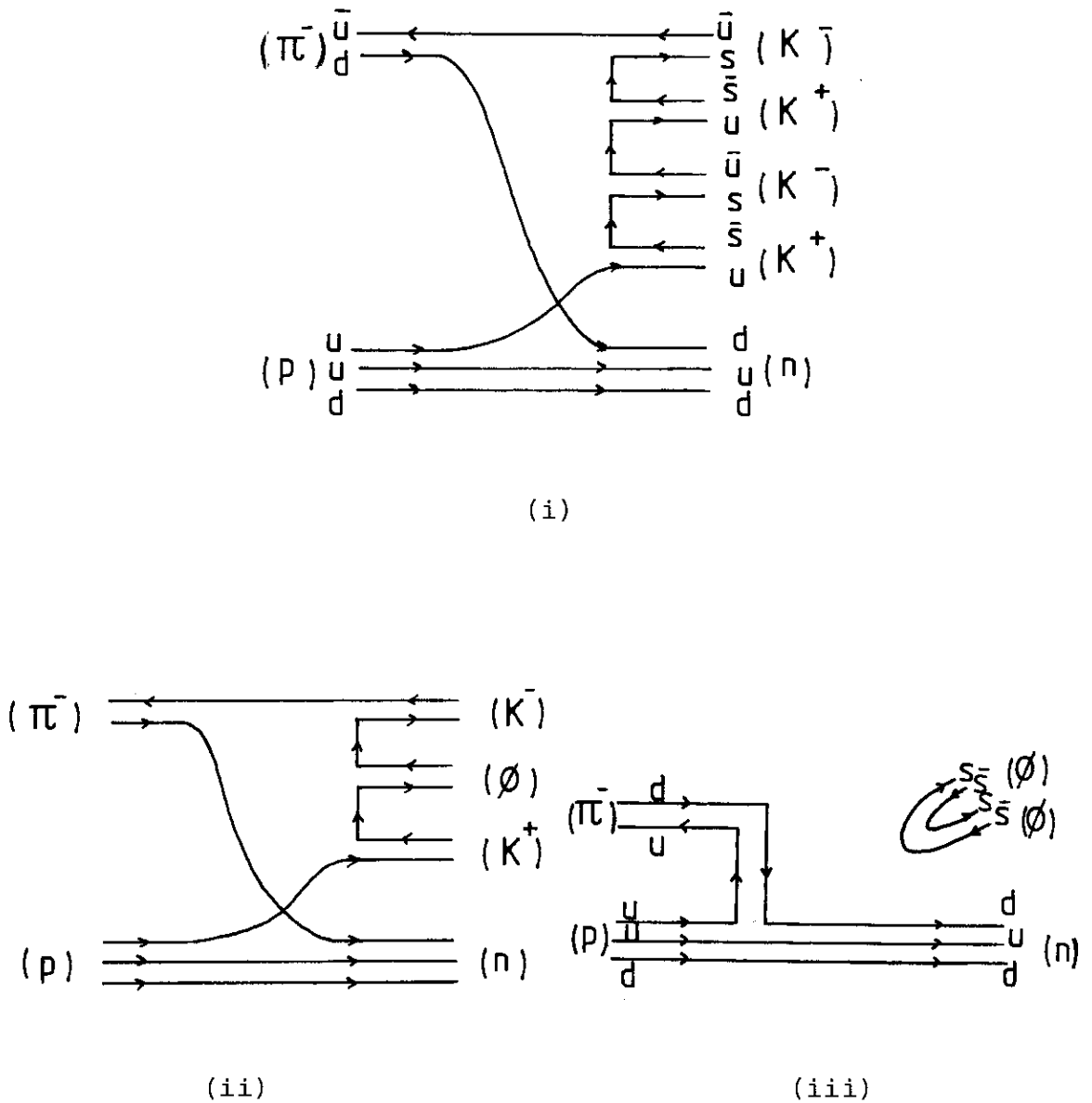


Fig. IV.9. Diagramas de quarks das seguintes reações: (i) $\pi^- p \rightarrow 2(K^+ K^-) n$, (ii) $\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n$, (iii) $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$.

Analisando os dados obtidos, verificou-se que na reação (iii) a supressão da R.O.Z.I. é efetivamente quase ausente, enquanto que em canais de produção de um único ϕ ela exibe sua supressão normal. Vejamos, a seguir, que argumentos comprovam esta afirmativa.

A produção de um único ϕ em reações $\pi^- p$ e $K^- p$ de 3 a 6 GeV/c

foi observado inicialmente pelo grupo do Argonne National Laboratory (4.36), em 1974. As reações observadas foram:

- a) $\pi^- p \rightarrow \phi n$
- b) $K^- p \rightarrow \phi \Lambda$
- c) $K^- p \rightarrow \phi \Sigma^0$

A identificação da reação (a) é feita supondo-se que os eventos são do tipo $\pi^- p \rightarrow A^+ A^- n$ e tomados apenas aqueles eventos para os quais a massa de A seja próxima a massa dos Kaons. As distribuições em M_A^2 e M_{KK} , na fig. IV.10 mostram, respectivamente, (a) a seleção dos eventos em $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$, (b) o pico em $\pi^- p \rightarrow \phi n$ sobre um fundo de $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- n$. A distinção entre as reações b) e c) é feita através da massa faltante M_x em $K^- p \rightarrow KKx$.

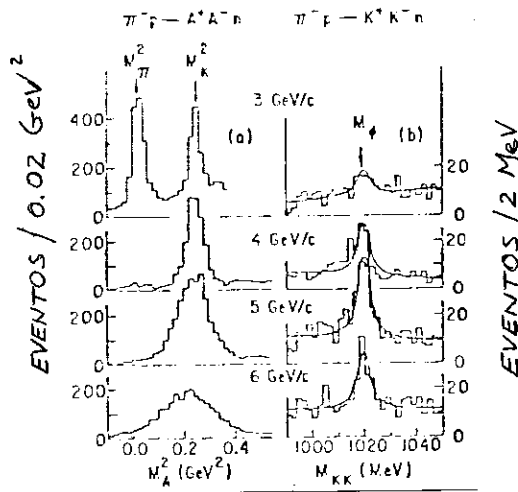


Fig. IV.10. (a) distribuições M_A^2 para eventos $\pi^- p$ com $M_{KK} < 1050$ MeV (b) distribuições de massa efetiva para eventos no pico M_K^2 (fig.a) com $0.15 < -t' < 0.90$. O corte em t' aumenta consideravelmente o sinal de ϕ em relação ao fundo de onda s $K^+ K^-$.

A massa e largura do ϕ foram obtidas por um ajuste do es-

pectro de massa K^+K^- , usando uma Breit-Wigner mais um fundo e corrigido para a resolução do espectrômetro usado, com $M_\phi = 1019.5 \pm 0.6$ MeV e $\Gamma_\phi = 4.5 \pm 0.7$ MeV, que está de acordo com o resultado padrão.*

Alguns autores afirmam que a razão entre as secções de choque que

$$\frac{\sigma(K^-p \rightarrow \phi\Lambda)}{\sigma(\pi^-p \rightarrow \phi n)} \approx 60, \quad (4.2)$$

encontrada nesta experiência, é uma boa medida da supressão da R.O.Z.I. Entretanto podemos notar que além da supressão da R.O.Z.I., a reação $\pi^-p \rightarrow \phi n$ seria também proibida por G-paridade uma vez que teria o vértice $\pi^+\pi^-\phi$, que é proibido por G-paridade. Portanto esta é uma reação duplamente proibida (1.29) e assim a afirmativa acima é precipitada. Um exemplo típico da supressão imposta pela R.O.Z.I. é a razão $\sigma(\pi^-p \rightarrow \omega n) / \sigma(\pi^-p \rightarrow \phi n) \sim 100$, como mostra o trabalho de Cohen et al. (4.39).

Note que como a reação $\pi^-p \rightarrow \omega n$ também seria proibida por G-paridade ($\omega \not\rightarrow 2\pi$) as supressões de G-paridade se cancelariam nesta razão, restando simplesmente a supressão da R.O.Z.I.

Por outro lado, T. Armstrong et al. (4.37) mediram para a reação $K^-p \rightarrow \phi (\rightarrow K^+K^-) \phi (\rightarrow K^+K^-) \Lambda/\Sigma^0$, uma secção de choque total de 190 ± 30 nb (a 18.5 GeV/c).

Com este resultado e as secções de choque medidas por A. Etkin et al. (4.33.a) e T. Armstrong et al. (4.34) para $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$, cu

* Particle Data Group (1982).

jos respectivos valores são $\sigma_{\text{tot}} = 23 \pm 2$ nb (a 23 GeV/c)* e $\sigma_{\text{tot}} = 40 \pm 10$ nb (a 16 GeV/c), obtemos a seguinte razão:

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi\phi\Lambda/\Sigma^0)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi\phi n)} \sim 6 \quad (4.3)$$

Como são as mesmas partículas Λ e n que aparecem nos estados finais das razões (4.2) e (4.3), não precisamos tecer considerações a respeito de contribuições de espaço de fase. Podemos assim tomar a diferença de um fator 10 entre estas razões como uma grande indicação da violação da R.O.Z.I. na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ **

Outro resultado importante (M. Baubiller et al.) (4.38)

nos mostra que:

$$\frac{\sigma(K^- p \rightarrow \phi K^+ K^- \Lambda)}{\sigma(K^- p \rightarrow \phi\phi\Lambda)} \sim \frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi K^+ K^- n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \phi\phi n)} \sim 5$$

Como todas as reações, exceto $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$, são permitidas pela R.O.Z.I., e como a razão entre duas seções de choque de reações permitidas é da mesma ordem de grandeza da razão entre uma permitida e outra não,*** fica evidenciada a ausência da supressão, devido à R.O.Z.I., nesta reação.

O fato das seções de choque para produção de $\phi\phi$, induzidas por π^- ou K^- , serem aproximadamente iguais, evidencia a independência de sabor, desta produção; o que é um fator positivo para a interpretação do pico em $\phi\phi$ como uma B.G.

* Parece-nos curioso que em (4.33.j) não tenha sido dada o novo valor para σ_{tot} (após o aumento de estatísticas na experiência) e em (4.33.h) Lindenbaum tenha afirmado que o novo valor encontrado foi somente 6 nb.

** Na verdade, o resultado da eq. (4.3) deve ainda ser dividido por 2, pois o estado final para a reação induzida por π^- só pode ser $\phi\phi n$, enquanto que a reação induzida por K^- permite Λ ou Σ^0 no estado final.

*** As diferenças de espaço de fase são novamente iguais.

Os últimos resultados obtidos pelo grupo BNL/CCNY (4.33.j), usando um espectrômetro de muitas partículas redesenhado (4.40), confirmaram resultados anteriores (4.33.a-f). Nesta experiência, eles obtiveram 1203 eventos $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ cuja secção visível passou a ser apenas ~ 6 nb (e não 23 ± 2 nb medido anteriormente!!!).

O diagrama de espalhamento da fig. IV.11. mostra um aumento do número de eventos em cada uma das bandas de massa de cada um dos $\phi\phi$, e um aumento enorme é visto na intersecção das duas bandas.

Portanto a região de produção de $\phi\phi$ possui uma densidade de eventos bastante significativa.

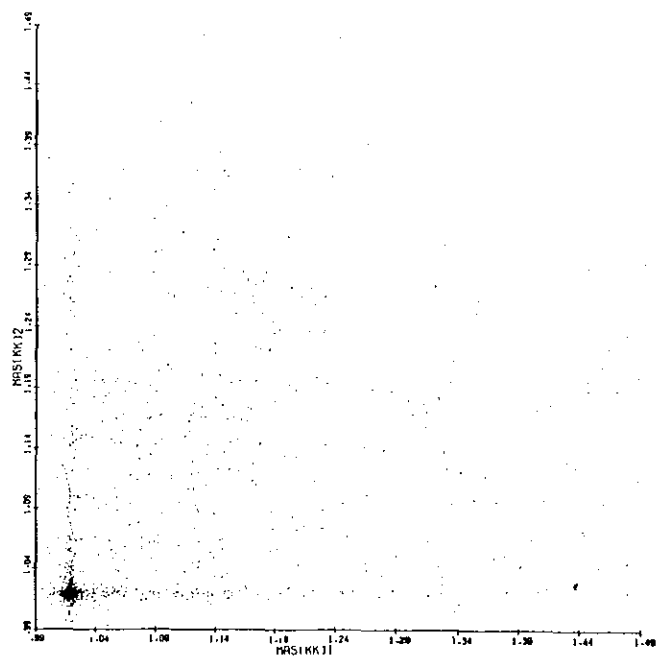


Fig. IV.11. Diagrama de espalhamento da massa efetiva K^+K^- para massas efetivas $[(K^+K^-)_1$ e $(K^+K^-)_2]$ menores que 1.49 GeV/c^2 . Duas combinações de massa escolhidas aleatoriamente são assinaladas para cada evento. Vemos claramente duas bandas de ϕ (1819), com um enorme acréscimo de eventos na região de intersecção entre elas, i.e., $\phi\phi$.

Todas as correções feitas, incluindo múltiplas combinações de Kaons e a resolução de massa da experiência, eles encontram uma grande razão entre o pico $\phi\phi$ e o fundo. Isto é visto na fig. IV.12. onde é representada a massa efetiva de K^+K^- com pelo menos um ϕ presente. O pico em torno da massa do ϕ corresponde a reação $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$. Que a partícula de recuo é realmente um neutrão está claro na fig. IV.13.

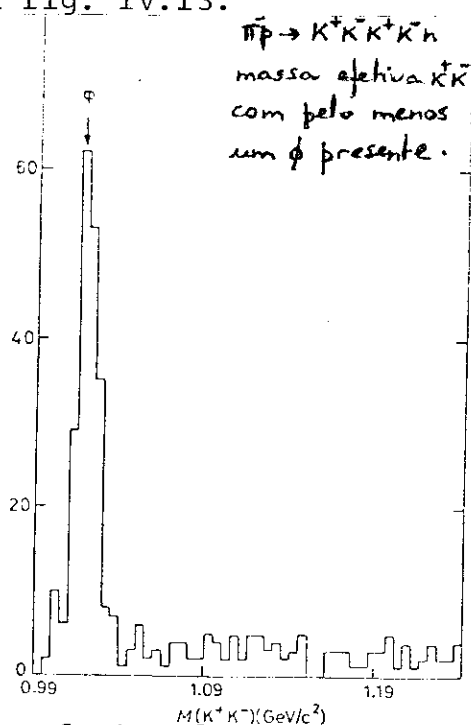


Fig. IV.12. A massa efetiva de cada par de K^+K^- para o qual o outro par estava na banda de massa do ϕ na reação $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- n$.

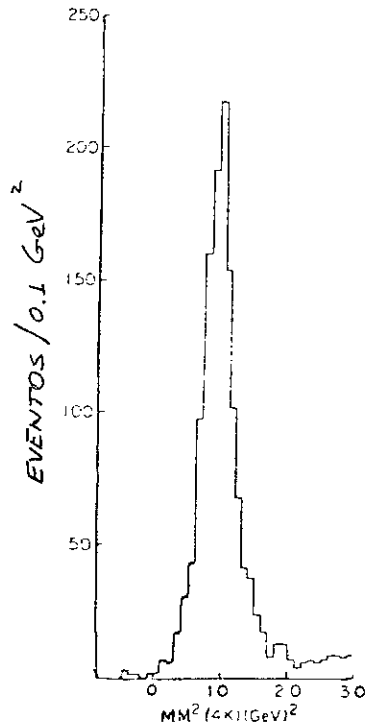


Fig. IV.13. Histograma da massa faltante de 4K na reação $\pi^-p \rightarrow K^+K^-K^+K^-x$ que permite identificar x como sendo o neutron.

Podemos então concluir que esta é uma situação incomum onde a reação (iii) - proibida pela R.O.Z.I. - produz um aumento maior de ϕ sobre o fundo de K^+K^- , do que a reação (ii), que é permitida pela R.O.Z.I.

Com o aumento do número de eventos obtidos nesta experiência, já foi possível fazer uma análise de ondas parciais. O histograma da fig IV.14. representa o espectro de massa efetiva de $\phi\phi$. A linha pontilhada significa a aceitação do aparato. A linha contínua corresponde ao ajuste obtido pela análise de ondas parciais.

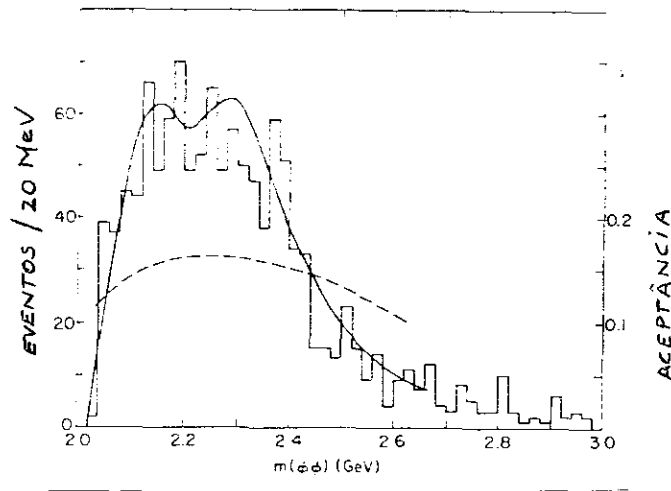


Fig. IV.14. Distribuição de massa efetiva $\phi\phi$ observada em $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ (histograma). A linha sólida corresponde ao ajuste feito, que é descrito no texto. A linha pontilhada mostra a dependência da massa efetiva com a aceptância experimental.

Para o sistema $\phi\phi$, sabe-se que $I = 0$ e $C = +$. A estatística de Bose-Einstein requer que $L + S = \text{par}$, pois, por conservação de conjugação de carga:

$$C = (-)^{L+S} = (-)^n$$

onde $n = 2$ (n° de bósons ϕ). O que eles fizeram foi determinar quais $\{J^{PC} SLM^\eta\}$ * dão maior contribuição para o ajuste do espectro obtido na região de massa de 2.1 a 2.3 GeV.

Para tal, consideraram um fundo incoerente mais uma onda específica $J^{PC} SLM^\eta$ escolhida dentre as possíveis combinações permitidas de $J = 0, 1, 2, 3, 4$, $L = 0, 1, 2, 3$, $S = 0, 1, 2$, $P = \pm$, $\eta = \pm$. A maior contribuição significativa foi $J^{PC} SLM^\eta = 2^{++} 200^-$. O

* M é a componente J_z , P paridade e η a naturalidade do sistema $\phi\phi$.

passo seguinte foi manter o fundo e esta onda parcial e verificar qual das outras 51 possibilidades daria uma contribuição significativa. A única encontrada foi $2^{++} 220^{-}$. Nenhuma das outras 50 possibilidades restantes deu alguma contribuição estatística relevante.

As soluções $SLM = 200$ (onda-S) e $SLM = 220$ (onda-D), mostradas na fig. IV.15., não estão parametrizadas.

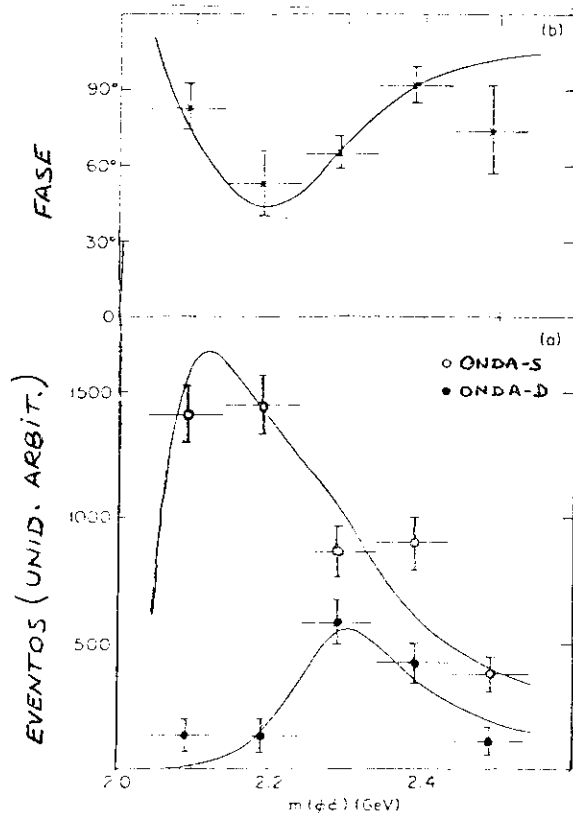


Fig. IV.15. (a) intensidade e (b) diferença de fase para o ajuste com duas ondas. As curvas mostram o ajuste por duas ressonâncias Breit-Wigner, conforme descrito no texto.

Devido principalmente a diferença da fase encontrada, o melhor ajuste encontrado foi com a interferência de duas Breit-Wigner. Os números quânticos e parâmetros das duas ressonâncias

são mostrados na tab. IV.5.

NOME	I^G	J^{PC}	MASSA (GeV)	Γ_{total} (GeV)	RAZÃO DAS LARGURAS
G_T	0^+	2^{++}	2.16 ± 0.04	0.31 ± 0.07	$\Gamma_D/\Gamma_S \approx 0.02$
$G_{T'}$	0^+	2^{++}	2.32 ± 0.04	0.22 ± 0.07	$\Gamma_S/\Gamma_D \approx 0.04$

Tab. IV.5. Números quânticos e parâmetros do G_T e $G_{T'}$.

Entretanto é preciso notar que, também nesta experiência, ainda é preciso uma estatística melhor para confirmar que estes estados são realmente ressonâncias, pois a variação de fase observada (fig. IV.15.b) não é bastante significativa para se tirar conclusões definitivas.

Também a experiência realizada no CERN (4.34) dá evidências bem semelhantes, apesar da baixa estatística. Observando a região limitada por $t' < 0.3 \text{ GeV}^2$ e $M(4K) < 2.7 \text{ GeV}$, eles obtêm 153 eventos $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$. Os resultados encontrados estão apresentados nas fig.IV.16 a IV.18.

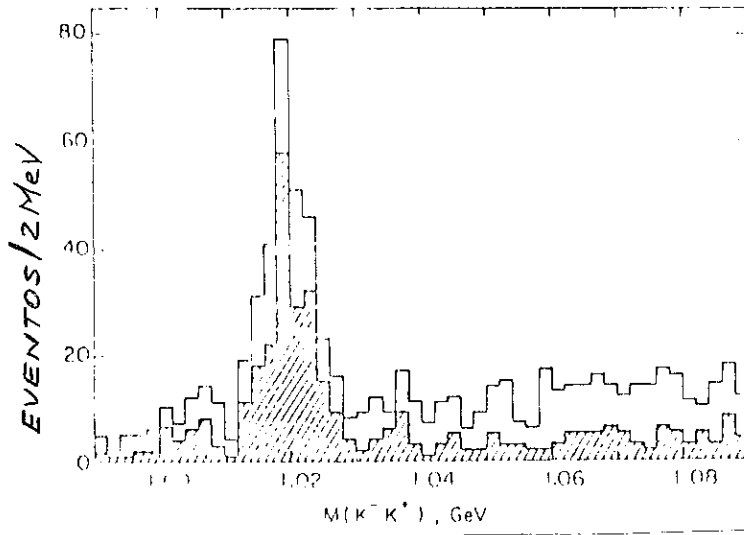


Fig. IV.16. Distribuição de massa efetiva K^+K^- , com uma massa faltante entre 0.84 e 1.02 GeV (neutron), quando o outro par tem massa compreendida no intervalo de massa do ϕ (1.012 a 1.028 GeV). A área achureada corresponde aos eventos selecionados com $t' < 0.3 \text{ GeV}^2$ e $M(4K) < 2.7 \text{ GeV}$.

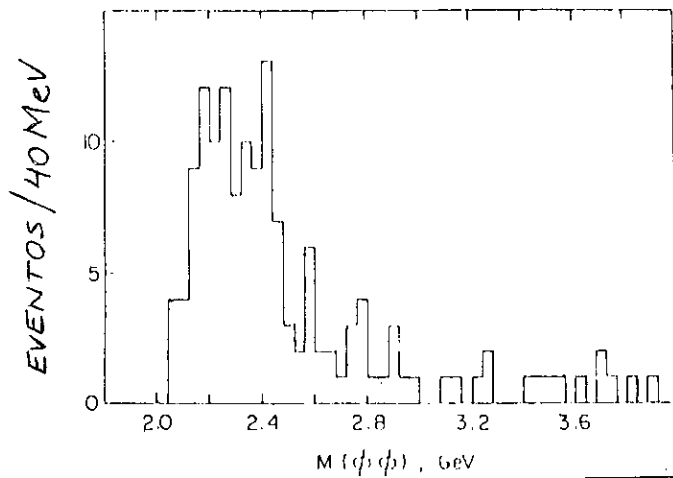


Fig. IV.17. Distribuição de massa efetiva para eventos que são candidatos a $\pi p \rightarrow \phi\phi n$.

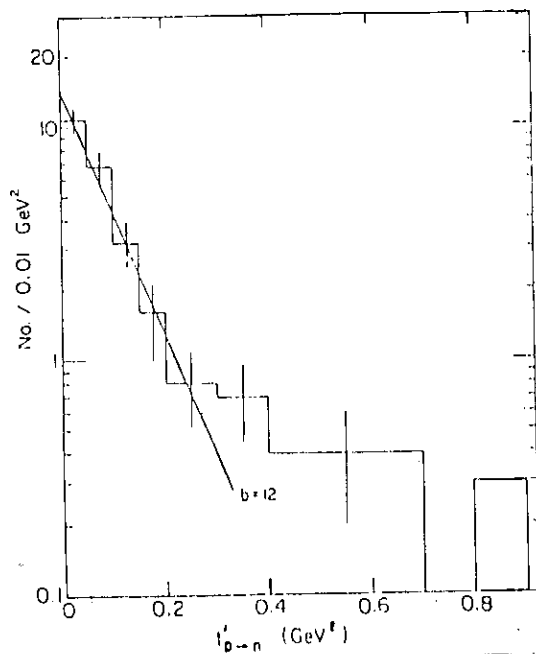


Fig. IV.18. Distribuição de quadri-momento transferido ao quadrado (t'), para eventos na região de $\phi\phi$.

A distribuição do quadri-momento transferido (fig. IV.18) é descrita, para $t' < 0.3 \text{ GeV}^2$, pela parametrização $\exp(-bt')$, com uma inclinação $b = (12 \pm 2) \text{ GeV}^{-2}$ onde $t' = |t - t_{\min}|$. Já o grupo BNL/CCNY obteve, para a mesma região, uma distribuição consistente com $b = (9.4 \pm 0.7) \text{ GeV}^{-2}$ (4.33.h,j).

Feitas as devidas correções,* a secção de choque para a reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ é estimada em $40 \pm 10 \text{ nb}$, na experiência do CERN, para um total de 118 eventos sobre um fundo de 35 eventos.

Com base em ambas as experiências podemos concluir que a reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ é dominada pela produção periférica do par $\phi\phi$, como indica as distribuições em t' , e que há um aumento da produção de $\phi\phi$ na região entre o limiar da reação e 2.4 GeV , indicando uma forte violação da R.O.Z.I. Com a análise de ondas par

* Eficiência do "trigger", acceptância da geometria e a razão de ramificação de $\phi\phi \rightarrow 2 (K^+K^-)$.

ciais feita, mostrou-se que os dados experimentais são bem explicados através da interferência de duas ressonâncias cujos $J^{PC} = 2^{++}$. No contexto da QCD, estes novos objetos (novas ressonâncias) seriam constituídos predominantemente por gluons e, portanto, não estariam sujeitos à supressão da R.O.Z.I. Portanto estes estados $G_T(2160)$ e $G_T(2320)$ são bons candidatos a B.G. e se comportam como "boas ressonâncias hadrônicas".

É interessante notar que algumas reações inclusivas, onde são produzidos $\phi\phi$, apresentam um aumento da produção do par de $\phi\phi$ (em relação aos fundos de $K^+K^-\phi$ e $2 K^+K^-$) em torno de $M_{\phi\phi} = 2.1$ GeV, embora a quantidade de eventos observados possa ser considerada ainda bem pequena. Estas reações as quais nos referimos são:

$$\pi^- \text{Be} \rightarrow \phi\phi + X$$

a 175 e 100 GeV/c (4.41) e

$$pp \rightarrow \phi\phi + X$$

a 400 GeV/c (4.42).

Novos dados sobre a reação (5.9)

$$\pi^- \text{Be} \rightarrow X (\rightarrow \phi\phi)n$$

realizada no CERN (WA67) a 85 GeV/c, ainda não são suficientes para permitir uma análise de deslocamento de fase, conhecendo-se apenas os limites:

$$\sigma(X) \cdot \text{B.R.}(X \rightarrow \phi\phi) < 318 \text{ nb/núcleo de Be } (M_{\phi\phi} = 2.1 \text{ GeV})$$

e

$$< 110 \text{ nb/núcleo de Be } (M_{\phi\phi} = 3.1 \text{ GeV})$$

Portanto ainda não é possível qualquer comparação com os resultados obtidos pela colaboração BNL/CCNY.

Para concluir, gostaríamos de reafirmar que todos estes resultados e considerações, que resumimos aqui têm o duplo objetivo de indicar uma direção na qual possamos encontrar uma interpretação clara destes estados apontados como candidatos à B.G., e de realçar a relativa baixa estatística dos resultados experimentais para estes estados. Do ponto de vista teórico, a confusão não é menor. Isto tudo se reflete, por exemplo, na grande confusão de nomenclatura usada (E_R , E , G , ι), para alguns destes estados.

Já existe uma série de experiências, algumas já em andamento, para tentar esclarecer um pouco melhor esta situação o que, em parte, reflete o consenso de vários grupos de que este é um assunto realmente importante para o estudo das interações fortes (4.43).

Por exemplo, podemos citar duas experiências no CERN (4.44) que procuram ver B.G., em colisões $p\bar{p}$, produzidas por dupla troca de pomeron (2.14). Em outra experiência (4.45), envolvendo interações $\pi^- p$ a 350 GeV/c, Angelopoulos et al. esperam encontrar B.G., produzidas a médio p_T , via fusão de gluons. Segundo suas estimativas, esperam encontrar uma típica B.G. com $M = 1.5$ GeV e $\Gamma = 0.1$ GeV, vista como um claro sinal sobre o fundo.*

Já sobre a sugestão de produção de B.G. em jatos de gluons (4.46), não existe experiência alguma no presente, devido a dificuldade de extrair um sinal claro sobre um grande fundo.

Finalizando este capítulo, podemos apontar como um dos

* Mais detalhes, incluindo outras experiências, veja (4.43).

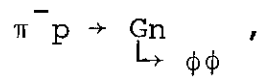
principais "pontos fracos" relacionados à descrição dos estados apresentados neste capítulo como B.G. a aparente dependência de sabor para seus decaimentos. A ausência do decaimento $\rho \rightarrow \eta \pi \pi$, comparado com $\rho \rightarrow K \bar{K} \pi$, é um exemplo de existência de um canal preferencial de decaimento, que parece ser uma característica geral dos candidatos que apresentamos.

CAPÍTULO V

V. UM MODELO PARA EXPLICAR OS DADOS DE $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$

Neste capítulo descrevemos o nosso modelo para explicar o grande aumento da produção de $\phi\phi$, na reação $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$, que viola a R.O.Z.I., via estados intermediários de B.G. Os resultados experimentais e alguns tópicos correlatos foram discutidos no ítem f do capítulo IV.

Com a hipótese da existência de B.G., esta reação deve ocorrer da seguinte maneira:



que representaremos esquematicamente como mostra a fig. V.1, uma vez que a experiência nos indica que a produção de $\phi\phi$ é periférica e os números quânticos na via $-t_2$ sugerem a troca de um pion (fig. IV.9.iii).

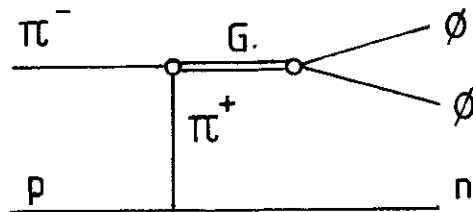


Fig. V.1. Esquema da reação $\pi^- p \rightarrow G (\rightarrow \phi\phi) n$.

Na discussão dos resultados experimentais vimos que Lindenbaum et al. (4.33) obtiveram um bom ajuste para o espectro de massa $\phi\phi$, usando duas Breit-Wigner com $J^{PC} = 2^{++}$. Usando estes resultados, pudemos estabelecer um modelo que nos permite obter as constantes de acoplamento das B.G. com m̄sons ϕ e π ; respectivamente $g_{G\phi\phi}$ e $g_{G\pi\pi}$. A hipótese implícita aqui é de que a B.G. possa ser tratada como um hadron ordinário e que se aco

pla ordinariamente com outros hadrons.

Como a experiência sugere mais de um estado intermediário G_j , de massa M_j e largura Γ_j , podemos escrever a amplitude para o processo $\pi^- p \rightarrow G (\rightarrow \phi\phi) n$ como:

$$A = \sum_{j=1}^N T(ab \rightarrow 3 G_j) T(G_j \rightarrow 1,2) \phi_j(S_1), \quad (5.1)$$

onde N é o número de estados intermediários G possíveis, e a representação gráfica de (5.1) está mostrada na fig. V.2.

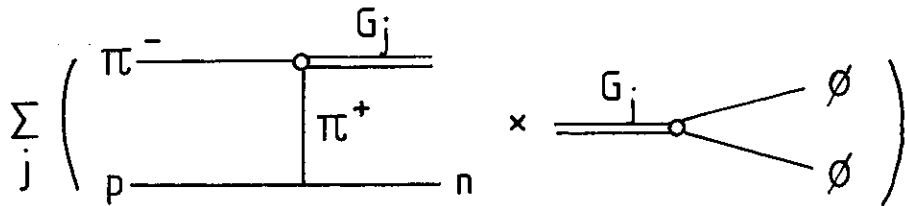


Fig. V.2. Representação esquemática da amplitude A .

$\phi_j(S_1) = [S_1 - M_j^2 + iM_j\Gamma_j(S_1)]^{-1}$ é o propagador da ressonância G_j , levando em conta efeitos de limiar contidos na largura $\Gamma_j(S_1)$ (5.1).

A notação utilizada está esquematizada na fig. V.3.

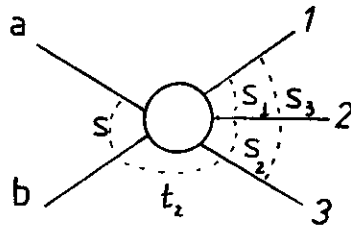


Fig. V.3. Notação cinemática utilizada neste capítulo.

Como a formação de $\phi\phi$ é periférica, o processo de formação de G_j (fig. V.3.a) sugere a troca de um pion "Reggeizado". Nós descreveremos este processo via uma amplitude de Regge do tipo;

$$T(\pi^- p \rightarrow G_j n) = \beta_j(t_2) \left[1 + \exp \left[-i\pi \alpha_{\pi^+}(t_2) \right] \right] \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\alpha_{\pi^+}(t_2)} \cdot \Gamma(-\alpha_{\pi^+}(t_2)), \quad (5.2)$$

onde a trajetória do π usada por nós é dada por $\alpha_{\pi^+}(t_2) = 0.72(t_2 - m_\pi^2)$, $S_0 = 1 \text{ GeV}^2$ e $\Gamma(-\alpha_{\pi^+}(t_2))$ aqui representa a função Γ que dá os polos de Regge na massa do pion. O resíduo $\beta_j(t_2)$ pode ser fatorizado (5.2) e uma boa aproximação é considerá-lo independente de t_2 , e igual ao produto das constantes de acoplamento de cada um dos vértices;

$$\beta_j(t_2) \sim g_{\pi^+pn} g_{G_j \pi^+ \pi^-}$$

e usaremos (5.3) $(g_{\pi^+pn}^2 / 4\pi) = 14.5$

Como ambos os G_j são objetos tensoriais, os decaimentos em $\pi\pi$, KK e $\eta\eta$ (que têm spin zero) só são possíveis na onda parcial D , e portanto devem ser inibidos pela barreira centrífuga. Logo a constante de acoplamento destes objetos deve ser pequena, e aproveitamos para definir a quantidade R dada por:

$$R = g_{G_T, \pi^+ \pi^-} / g_{G_T \pi^+ \pi^-} \quad (5.3)$$

Interessamo-nos aqui pelo mecanismo de produção de $\phi\phi$ e a comparação com os resultados experimentais fornecidos pela reação (IV.9.iii) - seu espectro de massa, momento transferido e

distribuição angular. Numa primeira aproximação sô levamos em consideração o spin do "decaimento" $G \rightarrow \phi\phi$, desprezando a contribuição vinda do spin das partículas externas.

Para processos de espalhamento ou decaimento envolvendo partículas com spin arbitrários é conveniente usar o formalismo de helicidade (5.4). Para podermos comparar nosso resultado com o experimental é preciso expandir a amplitude em ondas parciais, o que está feito no apêndice C.

O elemento de matriz (no S.C.M. de $\phi\phi$) para o decaimento de um objeto tensorial em dois vetoriais ($2^{++} \rightarrow 1^- + 1^-$) é dado por:

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^M = \epsilon_{\mu}^{\lambda_1 * (\theta, \phi, p_1)} \epsilon_{\nu}^{\lambda_2 * (\theta, \phi, p_2)} C^{\alpha\beta\mu\nu} \epsilon_{\alpha\beta}^M (\vec{p}_{12} = 0) \quad (5.4)$$

onde λ_1 e λ_2 são as helicidades das partículas finais 1 e 2, às quais estão associados os índices de Lorentz μ e ν , respectivamente, enquanto M é o número quântico magnético da ressonância à qual estão associados os índices α e β . $\epsilon_{\mu}^{\lambda_1}$, $\epsilon_{\nu}^{\lambda_2}$ e $\epsilon_{\alpha\beta}^M$ são, respectivamente, os vetores e o tensor de polarização das partículas.

Podemos descrever, na representação de helicidade (5.5), o tensor de polarização através dos vetores de polarização usando os Clebsch - Gordan apropriados para $1 + 1 \rightarrow 2$. Para $M=0$ temos:

$$\epsilon_{\mu\nu}^0 = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\epsilon_{\mu}^+ (\vec{p}_{12}=0) \epsilon_{\nu}^- (\vec{p}_{12}=0) + \epsilon_{\mu}^- (\vec{p}_{12}=0) \epsilon_{\nu}^+ (\vec{p}_{12}=0) + \right. \\ \left. + 2 \epsilon_{\mu}^0 (\vec{p}_{12}=0) \epsilon_{\nu}^0 (\vec{p}_{12}=0) \right], \quad (5.5)$$

onde os vetores de polarização estão definidos no apêndice D.

A função de vértice $C_{\alpha\beta\mu\nu} \equiv C^+(1,1,2)$ (notação do Scadron) (5.6) mais geral possível, com normalidade $N = +$, é dada por:

$$C_{\alpha\beta\mu\nu} = g_1 g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} + g_2 g_{\alpha\mu} \Lambda_\beta \Lambda_\nu + g_3 g_{\alpha\nu} \Lambda_\beta \Lambda_\mu + g_4 g_{\mu\nu} \Lambda_\alpha \Lambda_\beta + \\ + g_5 \Lambda_\alpha \Lambda_\beta \Lambda_\mu \Lambda_\nu$$

onde $N = N_1 N_2 N_G = (-)^{J_1} (-)^{J_2} (-)^J P_1 P_2 P_G = + e$

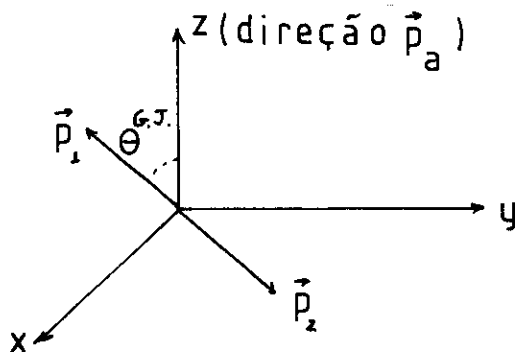
Λ é definido como $\Lambda_\mu = \frac{1}{2} (p_1 - p_2)_\mu$.

Como as massas do estado final são iguais ($\phi\phi$), os índices μ e ν tornam-se indistinguíveis, e então $g_2 = g_3$.

$$C_{\alpha\beta\mu\nu} = g_1 g_{\alpha\mu} g_{\beta\nu} + g_2 (g_{\alpha\mu} \Lambda_\nu + g_{\alpha\nu} \Lambda_\mu) \Lambda_\beta + \\ + (g_4 g_{\mu\nu} + g_5 \Lambda_\mu \Lambda_\nu) \Lambda_\alpha \Lambda_\beta \quad (5.6)$$

A amplitude (5.4) depende portanto de quatro parâmetros g . Vejamos que vínculos podemos extrair da experiência para poder relacioná-los entre si.

Usamos o sistema de repouso de $\phi\phi$, como mostra a fig V.4 (eixos de Gottfried-Jackson)



fid. V.4 - Sistema de repouso de $\phi\phi$ - Eixos de Gottfried-Jackson

Escolhemos estudar a criação de $\phi\phi$ no plano $x - z$, i.e., $\phi^{G.J.} = 0$ (isotropia do decaimento).

Usando as eqs. (5.5) e (5.6) e a condição de Lorentz $\epsilon_{\mu}(p)p^{\mu} = 0$, válida para as partículas vetoriais, a eq. (5.4) passa a ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 T_{\lambda_1\lambda_2}^{M=0} = & \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ g_1 \left[(\epsilon^+ \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^- \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) + (\epsilon^- \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^+ \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) + \right. \right. \\
 & + 2 (\epsilon^0 \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^0 \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) \left. \right] + g_2 \left\{ \left[(\epsilon^+ \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^- \cdot \Lambda) + (\epsilon^- \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^+ \cdot \Lambda) \right. \right. \\
 & + 2 (\epsilon^0 \cdot \epsilon_{\lambda_1}^*) (\epsilon^0 \cdot \Lambda) \left. \right] \cdot \frac{1}{2} (\epsilon_{\lambda_2}^* \cdot p_1) + \left[(\epsilon^+ \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) (\epsilon^- \cdot \Lambda) + \right. \\
 & + (\epsilon^- \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) (\epsilon^+ \cdot \Lambda) + 2 (\epsilon^0 \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) (\epsilon^0 \cdot \Lambda) \left. \right] \cdot \left(-\frac{1}{2}\right) (\epsilon_{\lambda_1}^* \cdot p_2) \left. \right\} + \\
 & + \left[(\epsilon^+ \cdot \Lambda) (\epsilon^- \cdot \Lambda) + (\epsilon^0 \cdot \Lambda)^2 \right] \cdot \left[2 g_4 (\epsilon_{\lambda_1}^* \cdot \epsilon_{\lambda_2}^*) - \frac{g_5}{2} \cdot \right. \\
 & \left. \cdot (\epsilon_{\lambda_1}^* \cdot p_2) (\epsilon_{\lambda_2}^* \cdot p_1) \right\} \quad (5.7)
 \end{aligned}$$

Todas as combinações de produtos escalares contidos em (5.7) podem ser encontradas na apêndice D.

Antes de escrevermos as amplitudes de helicidade, é bom lembrar que nem todas elas são independentes. A conservação de paridade das interações fortes impõe relações entre elas. A operação de paridade P sobre um estado de momento angular bem definido resulta em (5.4)*

$$P |\lambda_1\lambda_2 JM\rangle = P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} |-\lambda_1 - \lambda_2, JM\rangle \quad (5.8a)$$

onde P_1 e P_2 são as paridades intrínseca de 1 e 2. Como a paridade se conserva nas interações fortes, $[T, P] = 0$ e como P é unitário e $P^2 = I$, segue-se que $P^+ T P = T$. Logo as relações entre

* Veja definições no apêndice C.

as amplitudes de helicidade obtidas a partir da conserva \tilde{c} o de paridade s \tilde{a} o as seguintes:

seja

$$\begin{aligned} T^{JM} &\equiv \langle \lambda_1 \lambda_2 | T | JM \rangle \equiv \langle \lambda_1 \lambda_2 | P^+ TP | JM \rangle = \\ &= P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} P_R \langle -\lambda_1 -\lambda_2 | T | JM \rangle = \\ &= P_R P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} T_{-\lambda_1 -\lambda_2}^{JM} \end{aligned}$$

onde P_R \acute{e} a paridade intr \tilde{n} seca da resson \tilde{a} ncia. Em geral esta \tilde{c} os de helicidade n \tilde{a} o s \tilde{a} o auto-estados de paridade. No entanto, tais estados, com J e M bem definidos, s \tilde{a} o constru \tilde{r} idos simples \tilde{m} ente usando (5.8.a):

$$a \left[|\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle \pm P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} |-\lambda_1 -\lambda_2 JM\rangle \right] \quad (5.8b)$$

onde o sinal \pm depende se a paridade do estado \acute{e} ± 1 , e $a = 1/2$ se $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$ e $1/\sqrt{2}$ para os demais casos. Assim as amplitudes de helicidade que representam transi \tilde{c} o \tilde{e} s entre estados de paridade bem definida s \tilde{a} o:

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^{JM(P)} = T_{\lambda_1 \lambda_2}^{JM} \pm P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} T_{-\lambda_1 -\lambda_2}^{JM}$$

No caso de 2 part \tilde{c} ulas id \tilde{e} nticas o estado deve ser ainda simetrizado ou anti-simetrizado, dependendo se as part \tilde{c} ulas s \tilde{a} o b \tilde{o} sons ou f \tilde{e} rmions. Para o estado de momento angular bem defini \tilde{d} o, o estado f \tilde{is} ico apropriado deve ser:

$$a' \left[|\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle + (-)^J |\lambda_2 \lambda_1 JM\rangle \right] \quad (5.8c)$$

sendo $a' = 1/\sqrt{2}$ se $\lambda_1 \neq \lambda_2$ e $1/2$ se $\lambda_1 = \lambda_2$. Note que se J for \acute{m} par, s \tilde{o} estado de $\lambda_1 \neq \lambda_2$ s \tilde{a} o poss \tilde{i} veis. Isto implica, por e \tilde{m} p \tilde{e} lo, que um sistema $\phi\phi$ deva ter J par.

Portanto o estado simetrizado e com paridade bem definida é

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{\lambda_1 \lambda_2}^{JM} = a a' & \left[T_{\lambda_1 \lambda_2}^{JM} \pm P_1 P_2 (-)^{J-S_1-S_2} T_{-\lambda_1 -\lambda_2}^{JM} \right. \\ & \left. + (-)^J T_{\lambda_1 \lambda_2}^{JM} \pm P_1 P_2 (-)^{S_1+S_2} T_{-\lambda_2 -\lambda_1}^{JM} \right] \end{aligned}$$

Já os estados de momento angular orbital bem definido já são auto-estados de paridade uma vez que são auto-estados de L^2 , e portanto basta simetrizá-los (A.7):

$$\tilde{T}_{LS}^{JM} = \left[1 + (-)^{L+S} \right] T_{LS}^{JM}$$

Assim, usando (5.7), as amplitudes independentes selecionadas pelas eqs. (5.8) são:

$$T_{+-} = \sqrt{\frac{3}{8}} g_1 \sin^2 \theta^{G.J.}$$

$$T_{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[g_1 + 2 g_4 |\vec{P}_1|^2 \right] P_2(\cos \theta)^{G.J.}$$

$$T_{+0} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{E}{m} \left[-g_1 + g_2 |\vec{P}_1|^2 \right] \sin \theta^{G.J.} \cos \theta^{G.J.}$$

(5.9)

$$\begin{aligned} T_{00} = \frac{P_2(\cos \theta)^{G.J.}}{m^2 \sqrt{6}} & \left[2 E^2 (-g_1 + 2 g_2 |\vec{P}_1|^2) + 2 g_4 |\vec{P}_1|^4 + \right. \\ & \left. + 2 E^2 |\vec{P}_1|^2 g_4 - 2 g_5 |\vec{P}_1|^4 E^2 \right] \end{aligned}$$

onde $P_2(\cos \theta)^{G.J.}$ é o polinômio de Legendre.

Pela eq. (C.6) obtemos as amplitudes de ondas parciais simetrizadas:

$$\tilde{T}_{L=2, S=0}^{20}(S_1) = \beta_{20} \left[a_{20} g_1 + b_{20} g_2 + c_{20} g_4 + d_{20} g_5 \right]$$

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{L=0, S=2}^{20}(S_1) &= \beta_{02} \left[a_{02} g_1 + b_{02} g_2 + c_{02} g_4 + d_{02} g_5 \right] \\ \tilde{T}_{L=2, S=2}^{20}(S_1) &= \beta_{22} \left[a_{22} g_1 + b_{22} g_2 + c_{22} g_4 + d_{22} g_5 \right] \\ \tilde{T}_{L=4, S=2}^{20}(S_1) &= \beta_{42} \left[a_{42} g_1 + b_{42} g_2 + c_{42} g_4 + d_{42} g_5 \right] \end{aligned}$$

$$\text{onde } \beta_{20} = \frac{2}{3m^2} \sqrt{\frac{\pi}{10}} ; \beta_{02} = \frac{1}{3m^2} \sqrt{\frac{\pi}{25}} ; \beta_{22} = \frac{2}{3m^2} \sqrt{\frac{\pi}{70}} ; \beta_{42} = \frac{4}{m^2} \sqrt{\frac{\pi}{350}}$$

e

$$a_{20}(S_1) = 4m^2 + S_1 ; a_{02}(S_1) = 2(14m^2 - S_1 - 6m\sqrt{S_1})$$

$$b_{20}(S_1) = -S_1 (S_1 - 4m^2)/2 ; b_{02}(S_1) = (S_1 - 4m^2)(S_1 + 3m\sqrt{S_1})$$

$$c_{20}(S_1) = (S_1 - 4m^2)(6m^2 - S_1)/2 ; c_{02}(S_1) = S_1(S_1 - 4m^2)$$

$$d_{20}(S_1) = S_1 (S_1 - 4m^2)^2/16 ; d_{02}(S_1) = -S_1 (S_1 - 4m^2)^2/8$$

$$a_{22}(S_1) = 2(10m^2 + S_1 + 3m\sqrt{S_1}) ; a_{42}(S_1) = 4m^2 - S_1 + 4m\sqrt{S_1}$$

$$b_{22}(S_1) = -(S_1 - 4m^2)(2S_1 + 3m\sqrt{S_1})/2 ; b_{42}(S_1) = (S_1 - 4m^2)(S_1 - 2m\sqrt{S_1})/2$$

$$c_{22}(S_1) = -S_1(S_1 - 4m^2) ; c_{42}(S_1) = S_1(S_1 - 4m^2)/2$$

$$d_{22}(S_1) = S_1(S_1 - 4m^2)^2/8 ; d_{42}(S_1) = S_1(S_1 - 4m^2)^2/16$$

Usando o fato empírico (4.33.j) de que só as ondas $J^{P}_{LSM} = 2^{+0}20$ e $2^{+2}20$ dão contribuições significativas para o estado G_T e G_{T1} , respectivamente, podemos estabelecer vínculos entre os g . Escolhemos obter g_2 , g_4 e g_5 em função de g_1 , impondo que as demais amplitudes sejam nulas. Estas relações são então substituí-

das na amplitude correspondente ao estado observado experimentalmente e a constante g_1 será interpretada como a constante de acoplamento $g_{G\phi\phi}$. Ela é determinada em função da largura

$$M\Gamma(S_1) = \frac{1}{2} \int d\text{EfiL}(S_1, f) \sum_{\lambda_1\lambda_2} |T|^2 = \frac{|\vec{P}_1|}{8\pi\sqrt{S_1}} \sum_{L,S} \frac{1}{4\pi} |T_{LS}^{JM}|^2 \quad (C.1)$$

(EfiL \equiv Espaço de fase invariante de Lorentz).

Usando (C.1) e (5.10) obtemos:

$$\Gamma_{G_T}(S_1) = \frac{1}{16\pi} \left(\frac{S_1 - 4m^2}{S_1} \right)^{1/2} \left(\frac{g_{G_T\phi\phi}^2}{4\pi} \right) \beta_{02}^2 \left[a_{02} + b_{02}\gamma_2 + c_{02}\gamma_4 + d_{02}\gamma_5 \right]^2$$

$$\Gamma_{G_{T'}}(S_1) = \frac{1}{16\pi} \left(\frac{S_1 - 4m^2}{S_1} \right)^{1/2} \left(\frac{g_{G_{T'}\phi\phi}^2}{4\pi} \right) \beta_{22}^2 \left[a_{22} + b_{22}\gamma_{2'} + c_{22}\gamma_{4'} + d_{22}\gamma_{5'} \right]^2$$

onde

$$\gamma_2 = \frac{-4}{(S_1 - 4m^2)} \frac{S_1\sqrt{S_1} + m^2\sqrt{S_1} - 6m^3}{(-S_1\sqrt{S_1} + 4mS_1 - m^2\sqrt{S_1})}$$

$$\gamma_4 = \frac{-2}{(S_1 - 4m^2)} \left(\frac{-S_1 - 4m\sqrt{S_1} + 4m^2}{-S_1 + 4m\sqrt{S_1} - m^2} \right)$$

$$\gamma_5 = \frac{-112}{(S_1 - 4m^2)^2} \left(\frac{m^2}{S_1} \right) \left(\frac{S_1 + 4m\sqrt{S_1} - 4m^2}{-S_1 + 4m\sqrt{S_1} - m^2} \right)$$

$$\gamma_{2'} = \frac{-4}{(S_1 - 4m^2)} \left(\frac{-S_1\sqrt{S_1} + 4mS_1 + m^2\sqrt{S_1} - 9m^3}{S_1\sqrt{S_1} - 2mS_1 - m^2\sqrt{S_1}} \right)$$

$$\gamma_4' = \frac{-2}{S_1 - 4m^2} \left(\frac{S_1 - 6m\sqrt{S_1} + 6m^2}{S_1 - 2m\sqrt{S_1} - m^2} \right)$$

$$\gamma_5' = \frac{-80}{(S_1 - 4m^2)^2} \left(\frac{m^2}{S_1} \right) \left(\frac{S_1 + 2m\sqrt{S_1} - 8m^2}{S_1 - 2m\sqrt{S_1} - m^2} \right)$$

Introduzindo a razão de ramificação $\eta = \Gamma/\Gamma_{\text{total}}$, obtemos os valores numéricos de g_1 , para os dois casos, fazendo $S_1 = M^2$ e usando os valores experimentais de massa e largura para cada estado, mostrados na tabela IV.5. Deixamos as massas e larguras variarem dentro dos limites de erros experimentais indicados nesta tabela e o melhor resultado obtido corresponde a

$$M_{G_T} = 2.16 \quad , \quad M_{G_{T'}} = 2.34 \quad , \quad \Gamma_{G_{T'}} = 0.28 \quad \Gamma_{G_T} = 0.31, \text{ GeV.}$$

Os valores encontrados para as constantes de acoplamento são:

$$g_{G_T \phi \phi} = 12.8 \sqrt{\eta_{G_T \rightarrow \phi \phi}} \quad \text{GeV}$$

$$g_{G_{T'} \phi \phi} = 2.6 \sqrt{\eta_{G_{T'} \rightarrow \phi \phi}} \quad \text{GeV}$$
(5.11)

Do ponto de vista experimental, não existe nenhuma estimativa da razão η . Entretanto, como as B.G. são singletos de sabor, podemos mostrar, através de um simples balanço de números quânticos, que um objeto de $J^{PC} = 2^{++}$ singlete de sabor tem os seguintes canais de decaimento em dois mésons não estranhos; $\rho\rho$, $\omega\omega$, $\phi\phi$, $\rho\rho'$, πA_1 , ηD , $S^* S^*$, $\delta\delta$, $\pi\pi$, $\eta\eta$, $\eta'\eta'$, $A_2\pi^0$ e $f\eta$, onde impomos um vínculo na massa em torno de 2.2 GeV, que está no entorno da massa observada para as B.G. Portanto, se realmente hou

ver uma independência de sabor no decaimento das B.G. vemos que estes múltiplos canais vão implicar pelo menos num valor para η da ordem de 10^{-1} .*

Se nós tomarmos um intervalo razoável de variação de η , qual seja,

$$0.1 \lesssim \eta \lesssim 1/3$$

daria para as constantes de acoplamento os seguintes valores

$$4.0 \lesssim g_{G_T \phi\phi} \lesssim 7.4 \quad \text{GeV}$$

$$0.8 \lesssim g_{G_T' \phi\phi} \lesssim 1.5 \quad \text{GeV}$$

de acordo com as hipóteses acima.

Por outro lado, se por alguma razão dinâmica (desconhecida por nós até o presente) for verificado que o canal $\phi\phi$ é privilegiado, então η é da ordem da unidade e podemos entender esta violação da independência de sabor no decaimento de B.G. através de uma regra complementar à R.O.Z.I., que podemos enunciar da seguinte maneira:

A produção de B.G. em todo processo descrito por um diagrama conexo (permitido) é fortemente suprimida em relação à formação destes objetos em processos descritos por diagramas proibidos, mas que experimentalmente verifica-se que não são suprimidos, como é o caso da reação $\pi p \rightarrow \phi\phi n$.

A confirmação destes resultados exige ainda um trabalho experimental sistemático, procurando principalmente verificar ou não a independência de sabor do decaimento de B.G.

* Um recente resultado [DM2₊: (280)], mencionado por Hitlin (5.9), que envolve a reação $J/\psi \rightarrow \gamma\phi (\rightarrow K^+ K^-) \phi (\rightarrow K^+ K^-)$, indica que B.R. $(J/\psi \rightarrow \gamma X)$. B.R. $(X \rightarrow \phi\phi) < 10^{-2}$ para $M_X = 2 \text{ GeV}$. Logo se lembrarmos que B.R. $(J/\psi \rightarrow \gamma X)$ é da ordem de 10^{-2} isto nos dá $\eta \equiv \text{B.R.}(X \rightarrow \phi\phi) < 10^{-2}$.

Para obtermos as distribuições de massa e momento transferido t_2 , basta substituir a amplitude total do processo dada por (A.1), que pode ser escrita como

$$A_{\lambda_1 \lambda_2} = T_{\text{Regge}} (\pi^- p \rightarrow Gn) \left[T_{\lambda_1 \lambda_2} (G_T \rightarrow \phi\phi) \Phi_{G_T} + R T_{\lambda_1 \lambda_2} (G_{T'} \rightarrow \phi\phi) \Phi_{G_{T'}} \right],$$

onde R é dado por (5.3), nas expressões abaixo:

$$\frac{d\phi}{dM_{\phi\phi}} = 2M_{\phi\phi} C \int \frac{\lambda^{1/2}(S_1, m_\phi^2, m_\phi^2)}{S_1} dt_2 d \cos \theta^{G.J.} d\phi^{G.J.} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |A_{\lambda_1 \lambda_2}|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dt_2} = C \int \frac{\lambda^{1/2}(S_1, m_\phi^2, m_\phi^2)}{S_1} dS_1 d \cos \theta^{G.J.} d\phi^{G.J.} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |A_{\lambda_1 \lambda_2}|^2$$

$$\text{com } C = \left[2^{10} \pi^4 \lambda(S, m_\pi^2, m_p^2) \right]^{-1}$$

$$\text{e } \lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$$

É fácil verificar que

$$\sum_{\lambda_1 \lambda_2} \int d\Omega |A_{\lambda_1 \lambda_2}(S, S_1, t_2, \phi, \theta)|^2 = \sum_{J, M, L, S} \left| A_{LS}^{JM}(S, S_1, t_2) \right|^2$$

o que no nosso caso se reduz a uma expressão bem simples, uma vez que ambos os estados têm $JMS = 202$, e o decaimento da ressonância G_T em 2ϕ é denominado pelo termo de onda $-S$ ($\Gamma_D/\Gamma_S \approx 0.02$), enquanto aqueles provenientes do decaimento do $G_{T'}$, se encontram predominantemente na onda $-D$ ($\Gamma_S/\Gamma_D \approx 0.04$). Logo podemos finalmente escrever

$$\frac{d\sigma}{dM\phi\phi} = 2M_{\phi\phi} C \int \frac{\lambda^{1/2}(S_1, m^2_{\phi}, m^2_{\phi})}{S_1} dt_2 A(S, S_1, t_2) \quad (5.12)$$

$$\frac{d\sigma}{dt_2} = C \int \frac{\lambda^{1/2}(S_1, m^2_{\phi}, m^2_{\phi})}{S_1} dS_1 A(S, S_1, t_2)$$

onde

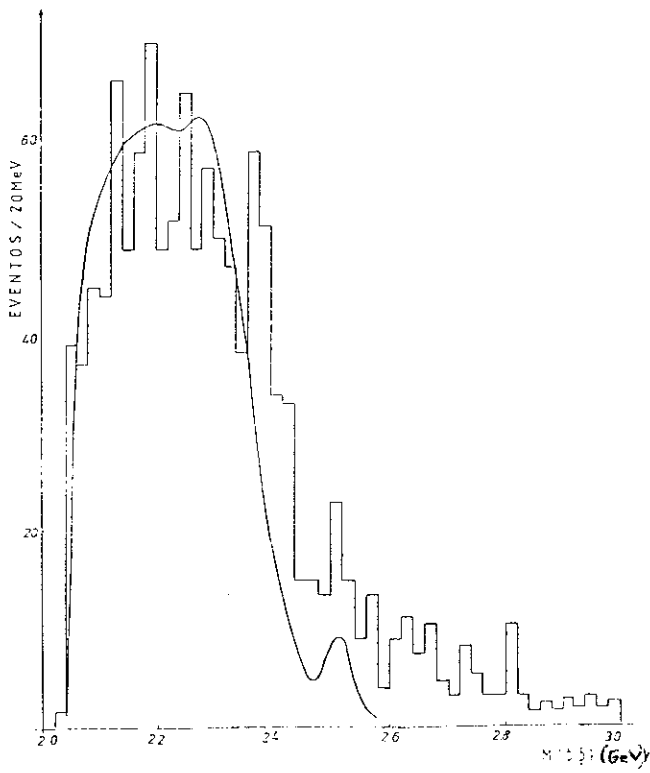
$$A(S, S_1, t_2) = (4\pi)^{-1} \underset{\text{Regge}}{T} (\pi^- p \rightarrow G_n) \underset{\text{Regge}}{T}^* (\pi^- p \rightarrow G_n) *$$

$$* \left[\left| \underset{L=0, S=2}{\tilde{T}}^{J=2, M=0} (G_T \rightarrow \phi\phi) \Phi_{G_T} \right|^2 + R^2 \left| \underset{L=2, S=2}{\tilde{T}}^{J=2, M=0} (G_T \rightarrow \phi\phi) \Phi_{G_T} \right|^2 \right]$$

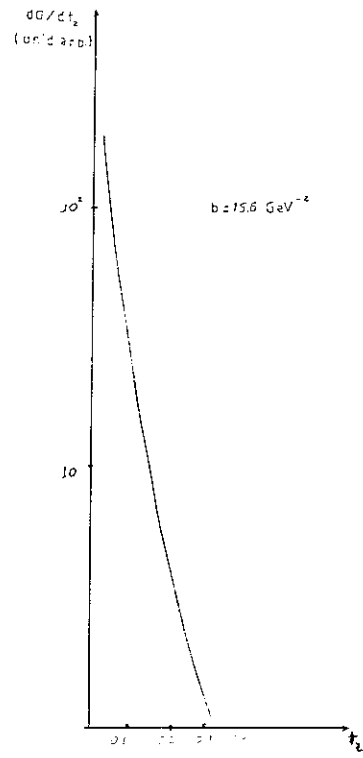
A determinação das distribuições (5.12) foi feita numericamente, utilizando programas desenvolvidos pelo Grupo de Fenomenologia do CBPF*, cujos resultados estão apresentados nas figuras V.5.

Se fizermos a hipótese de que $\eta_{G_T \rightarrow \phi\phi} \approx \eta_{G_T' \rightarrow \phi\phi}$, as distribuições abaixo são compatíveis com $R = 0.6$.

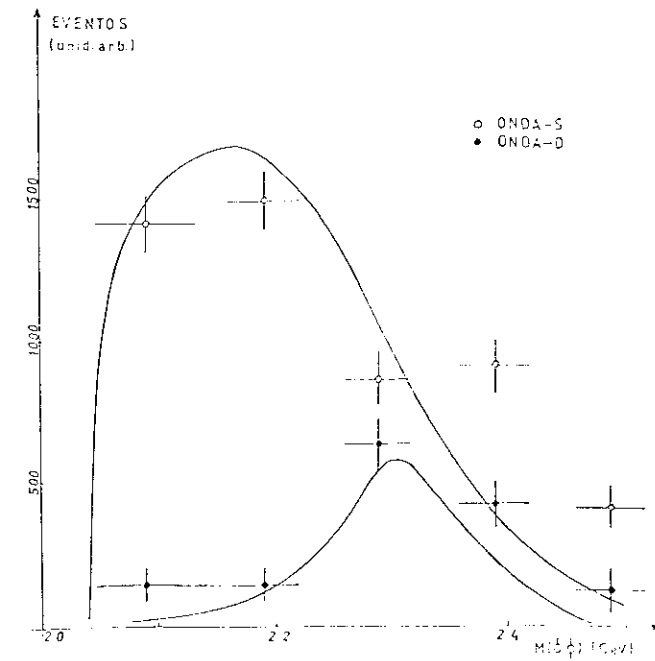
* Expresso aqui os meus agradecimentos ao Grupo pelas inúmeras horas que isto certamente me poupou.



(a)



(b)



(c)

fig. V.5. (a) distribuição em massa; (b) momento transferido; (c) ondas parciais.

A distribuição em momento transferido, $d\sigma/dt_2$, é consistente com uma inclinação $b = 15.6 \text{ GeV}^{-2}$. Todos estes resultados indicam que os dados experimentais de $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$ são bem explicados com a hipótese de estados intermediários de B.G.

CAPÍTULO VI

VI. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Estamos convencidos de que a existência de "Bolas de Gluons" se constitui na principal confirmação da não linearidade da QCD e, portanto, o estudo destes objetos envolve a verificação de traços essenciais da teoria das interações fortes. Estes objetos seriam hadrons com a peculiaridade de não carregarem nenhum número quântico de sabor, sendo ainda estados singletos de cor.

A situação atual sobre a predição destes objetos ainda é bastante confusa, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental. Encaramos este quadro como um grande desafio e, na presente tese, procuramos abordar o assunto "Bolas de Gluons" do ponto de vista fenomenológico, tendo sempre em mente as questões colocadas no início do capítulo II.

Com a revisão feita na literatura existente sobre B.G., pudemos concluir que, no que diz respeito às suas propriedades, do ponto de vista teórico:

a) Não existe ainda algum procedimento geral capaz de provar a existência de estados ligados de gluons na QCD. O máximo que se conseguiu provar foi que estados de B.G. inexistem numa teoria clássica de Yang-Mills, no espaço 4-dimensional de Minkowski. De forma alguma isto sugere a não existência de B.G. quânticas, da mesma forma que o átomo de hidrogênio não tem correspondente clássico.

b) Não existe nenhum modelo capaz de predizer com precisão a largura de uma "bola de gluons". Existe um limite inferior que pode ser estimado considerando-se a contribuição da metade

do diagrama para um processo proibido pela regra de Okubo-Zweig-Iizuka, o que dá como resultado uma largura da ordem de $1/10$ de uma largura hadrônica média. Isto entretanto não impede que se encontre B.G. com larguras tipicamente hadrônicas.

c) Quanto aos cálculos das massas das B.G., os resultados são bastante dependentes do modelo utilizado, existindo, entretanto, um certo consenso de que os primeiros destes objetos deverão ter massa entre ~ 1 e 2.5 GeV.

Já quanto à determinação experimental das B.G. acreditamos que ela será o menos ambígua possível se forem encontradas como "oddballs". Em linhas gerais podemos apontar os seguintes processos como sendo bons para a busca de B.G.:

a) Processos proibidos pela R.O.Z.I., mas que não são suprimidos. Em particular a reação $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ e os decaimentos radiativos do J/ψ que apresentem uma grande razão de ramificação.

b) Os bons processos para se comprovar a independência de sabor no decaimento das B.G. são aqueles nos quais a formação destes objetos se dê via $\gamma\gamma$ ou dupla troca de pomeron.

Com relação aos candidatos apontados atualmente na literatura, indicamos o ρ (1440) e o θ (1640), ambos aparecendo no decaimento radiativo do J/ψ , e o G_{π} e G_{η} , em $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$, como bons candidatos. Com relação aos dois primeiros existem alguns problemas que levantamos durante a tese, sendo o principal (comum a ambos) a aparente violação de sabor em seus decaimentos, uma vez que os decaimentos $\rho \rightarrow \eta \pi \pi$ e $\theta \rightarrow \pi \pi$ e $K\bar{K}$ ainda não foram observados. O aumento da estatística e a ausência quase que total da supressão da R.O.Z.I. na reação $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$, fazem do G_{π} e

G_T , os melhores candidatos no presente. A aparente violação da independência de sabor no decaimento de B.G. que discutimos no capítulo II* pode ser entendida através de uma regra complementar à R.O.Z.I., que podemos enunciar como:

A produção de B.G. em todo processo descrito por um diagrama conexo (permitido) é fortemente suprimida em relação à formação destes objetos em processos descritos por diagramas proibidos, mas que experimentalmente verifica-se que não são suprimidos, como é o caso da reação $\pi p \rightarrow \phi\phi n$.

O modelo que propusemos aqui para explicar os resultados desta última reação é ainda bem simples e parte da hipótese de que existe um hadron (B.G.) que aparece como um estado intermediário numa reação que a priori seria proibida pela R.O.Z.I., mas que não é suprimida. Ao contrário, apresentamos vários argumentos no capítulo IV que mostram que a supressão esperada pela R.O.Z.I. praticamente não existe, satisfazendo a condição acima indicada no último item (a).

Um resultado importante que obtivemos foi as constantes de acoplamento $g_{G_T \phi\phi}$ e $g_{G_T, \phi\phi}$, cujos valores são comparáveis a outras constantes de acoplamento hadrônico (5.3), dentro das hipóteses consideradas no capítulo V. Isto vem reforçar a hipótese de que se possa formar um estado intermediário ressonante, formado de gluons, numa reação proibida pela R.O.Z.I., de modo a tornar o acoplamento efetivo mais forte, havendo assim uma violação desta na região de massa da B.G. Já a constante $g_{G\pi^+\pi^-}$ pode ser determinada pela normalização global da secção de choque. Como vimos que no presente existe uma grande diferença en-

* Uma B.G. produzida em $\pi^- p$ deveria decair em outros pares de membros do noneto vetorial, como $\rho\rho, \omega\omega, \dots$, com taxas comparáveis.

tre os valores apresentados: $\sigma \sim 6 \text{ nb}$ (4.33.h), $23 \pm 2 \text{ nb}$ (4.33.a), ambos a 23 GeV/c , e $\sigma \sim 40 \pm 10 \text{ nb}$ a 16 GeV/c , não vimos motivo para obter o valor numérico dessa constante, o que pode ser feito facilmente.

As distribuições que obtivemos são compatíveis com os resultados experimentais, o que nos motiva a aperfeiçoar o presente modelo, incluindo o detalhe dos estados ligados de gluons.

Ainda com relação às perspectivas futuras, bem recentemente, Etkin et al. (5.8) comunicaram um aumento da estatística em $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$, passando a obter aproximadamente 4000 eventos, ao invés dos 1023 anteriormente obtidos. Uma análise de ondas parciais destes novos dados introduz modificações sobre o que apresentamos aqui, e parece ser consistente com a existência de 3 B.G., cujos parâmetros apresentados na última Conferência de Cornell por Hitlin (5.9) são os seguintes:

ESTADO	MASSA (MeV)	LARGURA (MeV)	S	L
G_T (2120)	$2120 \begin{matrix} + 20 \\ - 120 \end{matrix}$	$300 \begin{matrix} + 150 \\ - 50 \end{matrix}$	2	S/D
$G_{T'}$ (2220)	2220 ± 20	200 ± 50	2	S/D
$G_{T''}$ (2360)	2360 ± 20	200 ± 50	0	D

Tab. VI.1. Resultado da análise de ondas parciais preliminar feita por Etkin et al. (5.8), apresentados na última Conferência de Cornell.

todos com $I_J^{G_{PC}M} = 0^+ 2^{++} 0$. Estes resultados podem ser facilmente explicados pelo nosso modelo* e podemos adiantar que todo o

* Trabalho em andamento.

procedimento usado no capítulo V é igualmente usado aqui. Neste caso guardamos as ondas $L=0,2$ e $S=2$ para o G_{π} e $G_{\pi'}$, e apenas a onda $L=2, S=0$ para o $G_{\pi''}$.

Finalizando fica ainda a questão de porque só estados 2^{++} são observados. Por que não estados de $J=0^+$? Uma possível resposta pode ser calcada nos cálculos com Regra de Soma em QCD que prevêem que a B.G. com $J=0^+$ seja mais massiva ($M \sim 4.5$ GeV) e portanto nessa reação haveria uma limitação de espaço de fase.

De qualquer forma temos o sentimento de que este assunto é fundamental para a física das interações fortes e temos a perspectiva de, a curto prazo, elaborarmos o nosso modelo, para torná-lo mais preditivo.

APÊNDICES

APÊNDICES

Apêndice A - Determinação da eq. de movimento e do tensor momento-energia simétrico para teoria de campos clássica pura de Y.M.

A densidade de lagrangeana de Y.M. é

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu}_a \quad (\text{A.0})$$

onde $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a + C^{abc} B_\mu^b B_\nu^c$

e portanto é uma teoria de calibre com campos vetoriais (A.1).

a) A equação de movimento é

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial B_\alpha} - \partial_\beta \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\beta B_\alpha)} \right) = 0$$

e usando a eq. (A.0) vem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial B_\alpha} = -\frac{1}{4} \left[C^{adc} B_\mu^c G^{\alpha\mu a} + C^{acd} B_\mu^c G^{\mu\alpha a} + C^{adc} G^{\alpha\mu a} \right. \\ \left. \cdot B_\mu^c + C^{acd} G^{\mu\alpha a} B_\mu^c \right] = -C^{dac} B_\mu^c G^{\mu\alpha a} \end{aligned}$$

onde usamos que $G^{\alpha\mu}$ é antissimétrico nos índices $\alpha\mu$ e C^{abc} também o é na troca de dois dos índices abc.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\beta B_\alpha)} = -\frac{1}{4} \left[(\delta_\mu^\beta \delta_\nu^\alpha \delta^{\alpha d} - \delta_\nu^\beta \delta_\mu^\alpha \delta^{\alpha d}) G^{\mu\nu a} + \right. \\ \left. + G_{\mu\nu}^a (g^{\mu\gamma} g^{\nu\theta} \delta_\gamma^\beta \delta_\theta^\alpha \delta^{\alpha d} - g^{\mu\gamma} g^{\nu\theta} \delta_\theta^\beta \delta_\gamma^\alpha \delta^{\alpha d}) \right] = \\ = -G^{\beta\alpha d} \end{aligned}$$

e portanto a equação de movimento é:

$$\partial^\beta G_{\beta\alpha}^a + C^{abc} B^{\beta b} G_{\beta\alpha}^c = 0 \quad (\text{A.1})$$

b) Sabe-se que um vetor B^μ se transforma sob uma transformação de Lorentz, $\bar{x}^\mu \rightarrow x^\mu = \Lambda_\nu^\mu \bar{x}^\nu$, com $\Lambda_\alpha^\mu g_{\mu\nu} \Lambda_\beta^\nu = g_{\alpha\beta}$ e $\Lambda_\nu^\mu = \exp\left(\frac{1}{2} \omega^{\alpha\beta} M_{\alpha\beta}\right)_\nu^\mu$, da seguinte forma:*

$$\bar{B}^\mu \rightarrow B^\mu = \left[\exp \frac{1}{2} \omega^{\alpha\beta} M_{\alpha\beta} \right]_\nu^\mu \bar{B}^\nu \quad (\text{A.2})$$

$$\text{onde } \omega_{\alpha\beta} = -\omega_{\beta\alpha} \text{ e } (M_{\alpha\beta})_\nu^\mu = -g_\alpha^\mu g_{\beta\nu} + g_\beta^\mu g_{\alpha\nu} \quad (\text{A.3})$$

são, respectivamente, os 6 parâmetros independentes e os elementos de matriz dos 6 geradores infinitesimais que especificam uma transformação de Lorentz.

Como a densidade de lagrangeana (A.0) é um escalar de Lorentz, o teorema de Noether nos diz que existem seis quantidades conservadas $J_{\alpha\beta}$, dadas por (A.2)

$$J_{\alpha\beta}^\mu = x_\alpha T_\beta^\mu - x_\beta T_\alpha^\mu + S_{\alpha\beta}^\mu \quad (\text{A.4})$$

$$\text{onde } S_{\alpha\beta}^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu B_\lambda)} (M_{\alpha\beta})_{\lambda\nu} B^\nu \quad (\text{A.5})$$

$$\text{e } T^{\mu\nu} = - \left[\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\nu B_\lambda)} \partial_\lambda B^\mu - g^{\mu\nu} \mathcal{L} \right] \quad (\text{A.6})$$

S é o termo de spin e T é o tensor momento-energia canônico, que é conservado, pois a densidade de lagrangeana não depende explicitamente de x^μ e, por definição, possui a arbitrariedade de poder ser definido a menos de uma função cuja 4-divergência se anule.

O tensor $T_{\mu\nu}$, entretanto, não é simétrico para teorias com campos vetoriais. De fato,

$$\partial_\mu J_{\alpha\beta}^\mu = 0 = \partial_\mu \left[x_\alpha T_\beta^\mu - x_\beta T_\alpha^\mu + S_{\alpha\beta}^\mu \right]$$

* Vamos usar a assinatura (-+++) para a métrica.

donde segue-se imediatamente que

$$T_{\alpha\beta} - T_{\beta\alpha} = \partial_{\mu} S_{\alpha\beta}^{\mu} \quad (\text{A.7})$$

No entanto, pode-se mostrar que é sempre possível definirmos um tensor momento energia simétrico $\theta_{\mu\nu}$ do qual resulta o mesmo momento total $p = \int d^3x \theta^{\mu\nu}$ que o obtido a partir de $T^{\mu\nu}$.

Sobre a vantagem de definirmos $\theta^{\mu\nu}$ no presente contexto, basta dizer que $\theta^{\mu\nu}$ é invariante de calibre enquanto $T^{\mu\nu}$ não o é, a exemplo do que ocorre na eletrodinâmica de Maxwell.

O tensor $\theta^{\mu\nu}$ é construído a partir do tensor de spin que é antissimétrico nos índices α e β :

$$\theta^{\mu\nu} = T^{\mu\nu} + \partial_{\rho} h^{\mu\nu\rho} \quad (\text{A.8})$$

onde $h^{\mu\nu\rho}$ é um tensor antissimétrico nos índices ν, ρ definido por

$$h_{\mu\nu\rho} = \frac{1}{2} \left[S_{\nu\rho\mu} + S_{\mu\rho\nu} - S_{\mu\nu\rho} \right] \quad (\text{A.9})$$

Segue-se imediatamente das eqs. (A.7) e (A.9) que

$$\partial_{\nu} \theta^{\mu\nu} = \partial_{\nu} T^{\mu\nu} = 0$$

Para verificar que $\theta^{\mu\nu}$ é simétrico basta ver que

$$\theta^{\mu\nu} - \theta^{\nu\mu} = T^{\mu\nu} - T^{\nu\mu} - \partial_{\rho} S^{\mu\nu\rho}$$

que por sua vez é igual a $\partial_{\rho} J^{\nu\mu\rho} = 0$ (A.7) e portanto $\theta^{\mu\nu}$ é simétrico.

Para a teoria dada pela eq. (A.0) temos:*

$$\begin{aligned} S_{\alpha\beta}^{\mu} &= -G_{\lambda}^{\mu} \left[-g_{\alpha}^{\lambda} g_{\beta\sigma} + g_{\beta}^{\lambda} g_{\alpha\sigma} \right] B^{\sigma} \\ &= G_{\alpha}^{\mu} B_{\beta} - G_{\beta}^{\mu} B_{\alpha} \end{aligned}$$

* Para não sobrecarregar a notação, vamos omitir os índices de cor.

Logo
$$h^{\mu\nu\rho} = \frac{1}{2} \left[G^{\mu\nu} B^\rho - G^{\mu\rho} B^\nu + G^{\nu\mu} B^\rho - G^{\nu\rho} B^\mu - G^{\rho\mu} B^\nu + G^{\rho\nu} B^\mu \right] = - G^{\nu\rho} B^\mu$$

Usando as eqs. (A.6) e (A.0) segue-se que:

$$T^{\mu\nu} = G^{\nu\alpha} \partial^\mu B_\alpha - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta}$$

Assim
$$\begin{aligned} \theta^{\mu\nu} &= T^{\mu\nu} - \partial_\alpha (G^{\nu\alpha} B^\mu) \\ &= T^{\mu\nu} - G^{\nu\alpha} \partial_\alpha B^\mu - B^\mu \partial_\alpha G^{\nu\alpha} \end{aligned}$$

usando a eq. (A.1),

$$\begin{aligned} \theta^{\mu\nu} &= G^{\nu\alpha} (\partial^\mu B_\alpha - \partial_\alpha B^\mu) - B^\mu C^{abc} B^\alpha G_{\alpha\nu} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} \\ &= G^{\nu\alpha}_a (\partial^\mu B^a_\alpha - \partial_\alpha B^{\mu a} + C^{abc} B^{\mu b} B^c_\alpha) - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{\alpha\beta}_a \end{aligned}$$

e então:
$$\theta^{\mu\nu} = G^{\nu\alpha}_a G_\alpha^{\mu a} - \frac{1}{4} g^{\mu\nu} G_{\alpha\beta}^a G^{\alpha\beta}_a \quad (\text{A.10})$$

É fácil ver que
$$\partial_\mu \theta^{\mu\nu} = 0 \quad (\text{A.11})$$

$$\theta^\mu_\mu = 0$$

Apêndice B - A invariância de calibre da QCD

Imaginemos um universo (negligenciando interações gravitacionais) com dois tipos de fêrmions: leptons e quarks.

A densidade de lagrangeana \mathcal{L}_0 que descreve o campo de um único lepton livre de massa m e carga e é da forma *

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x) (i \not{\partial} - m) \psi(x)$$

donde se obtêm a eq. de Dirac usando a eq. de Euler-Lagrange. \mathcal{L}_0 , entre outros tipos de transformações, é invariante sob a chamada "transformação de calibre global" (ou de 1.^a ordem)

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(-ie\theta) \cdot \psi(x)$$

O conjunto de matrizes $\{U_\theta = \exp(-ie\theta)\}$ formam um grupo unitário abeliano unidimensional - o grupo $U(1)$.

O termo "global" indica que θ é a mesma constante em todos os pontos, independentemente de x , e significa que a fase θ do campo leptônico não é observável. No entanto, uma vez que a fase é escolhida arbitrariamente em um ponto, ela deve ter o mesmo valor em todos os pontos do espaço, instantaneamente. Isto acontece porque \mathcal{L}_0 não é invariante sob uma transformação de calibre local,

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(-ie\theta(x)) \cdot \psi(x)$$

Apesar de não ser óbvio que devemos requerer este tipo de simetria na densidade de lagrangeana, somos levados a acreditar nesta necessidade, uma vez que uma informação física deve se propagar localmente, i.e., de um ponto ao seu vizinho e assim sucessivamente, e não globalmente.

* $\hbar = c = 1$

Tendo sido aceita esta possibilidade, estamos em face a um problema bem semelhante ao do "paralelismo local" (A.3). Fazemos um pequeno resumo deste ponto para clarificar o que se segue.

Sejam dois vetores paralelos num dado sistema de referências. Se eles se transformam segundo transformações de Lorentz globais, eles parecem paralelos em qualquer outro sistema de referência. Entretanto, se fazemos atuar uma transformação de Lorentz local sobre estes vetores, a noção de paralelismo passará a ser dependente do referencial, visto que em pontos diferentes do espaço os vetores se transformam, em geral, diferentemente. Para se manter a invariância pelo grupo de transformações locais, a saída é definirmos um campo de "transporte paralelo" ou campo de calibre Γ_{μ}^A que independe de qualquer sistema de referências. Com ele definimos o vetor $v_{//}^{\alpha}(x + dx)$ paralelo ao vetor $v^{\alpha}(x)$ no ponto $x + dx$, como

$$v_{//}^{\alpha}(x + dx) = v^{\alpha} + dx^{\mu} \Gamma_{\mu, \beta}^{\alpha} v^{\beta}(x)$$

Para sabermos qual a mudança que um vetor sofre ao passar de $x \rightarrow x + dx$ devemos subtrair de

$$v^{\alpha}(x + dx) = v^{\alpha} + dx^{\mu} \partial_{\mu} v^{\alpha}(x)$$

o vetor $v_{//}^{\alpha}(x + dx)$, o que vai expressar a derivada real do vetor v (derivada covariante D_{μ} , que é a única que tem significado físico).

Logo

$$dx^{\mu} D_{\mu} v = v(x + dx) - v_{//}(x + dx) = (\partial_{\mu} - \Gamma_{\mu}) v(x)$$

onde ocultamos alguns índices.*

Após este pequeno resumo, voltamos a densidade de lagrangeana \mathcal{L}_0 . A partir dela é fácil verificar que podemos construir uma outra densidade de lagrangeana \mathcal{L} , que é invariante por uma transformação de calibre local, através da introdução de um campo de calibre A_μ .

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i \not{D} - m) \psi, \quad \not{D} \equiv D_\mu \gamma^\mu$$

onde $D_\mu = \partial_\mu + ie A_\mu$

e A_μ se transforma como

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \theta(x)$$

de modo que agora a derivada do campo ψ se transforma da mesma forma que o campo, i.e., $(D\psi)' = U_\theta(x) D\psi$ e portanto \mathcal{L} é invariante pelo conjunto de transformações $U_\theta(x)$.

Neste caso, o campo A_μ é identificado com o campo eletromagnético descrito pelo tensor $F_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, que é o tensor de Maxwell. Caso o campo eletromagnético exista mesmo na ausência de fêrmions, devemos acrescentar ainda um termo que descreva os campos livres que é o conhecido $-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$.

Assim partimos de uma teoria de campos fermiônicos livres e, impondo a invariância por transformação de fase local, chegamos a uma teoria de campos com interação (no caso eletromagnético)

* É importante notar que a lei de transporte paralelo resultante da introdução do campo de calibre não é necessariamente integrável. Em poucas palavras, significa que se efetuarmos transporte paralelo de um único vetor por dois caminhos diferentes, o resultado só não será coincidente se houver uma curvatura do espaço entre os pontos inicial e final. o tensor de curvatura é definido por $R_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu]$.

ca), que descreve a interação de fêrmions com o campo eletromagnético, cuja densidade de lagrangeana é

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi} (i\not{D} - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} .$$

Podemos introduzir didaticamente a lagrangeana de QCD de forma análoga ao que fizemos para QED. Já vimos no texto que a QCD é uma teoria quântica de campos renormalizável cujo programa principal é fazer do grupo $SU(3)_c$ um grupo de simetria local e não global (1.14). Abrimos aqui um parêntesis para dizer que o suporte fenomenológico, que indica a existência de 3 cores, aponta como candidatos ao grupo de simetrias das interações fortes, tanto o grupo de Lie $SO(3)$ quanto o $SU(3)$ (cor). Entretanto com o grupo $SO(3)$ perde-se a liberdade assintótica para número de sabores menor do que dois além do fato do diquark poder ser um singlete de cor neste grupo de simetria, e para ambos existem fortes evidências contrárias.*

Para cada sabor temos uma densidade de lagrangeana para fêrmions sem interação que é dada por:

$$\mathcal{L}_q = \bar{\psi}_q (i\not{\partial} - m_q) \psi_q$$

onde ψ_q é um spinor a doze componentes por causa das 3 cores. \mathcal{L}_q é invariante pela transformação global

$$\psi \rightarrow \psi' = \exp(-ig T^a \alpha_a) \psi, \quad a = 1, 2, \dots, 8,$$

* Veja, por exemplo, W. Marciano e H. Pagels, op. cit.

onde T^a são os oito geradores do grupo $SU(3)$ que obedecem a seguinte álgebra de Lie

$$[T_a, T_b] = i C_{abc} T^c$$

que na representação $\{3\}$, $T_a = \frac{1}{2} \lambda_a$, onde λ_a são as matrizes de Gell-Mann.

Impondo agora que \mathcal{L}_q seja invariante por transformações locais, i.e., $\alpha_a = \alpha_a(x)$ devemos introduzir a derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + ig T_a B_\mu^a(x) \equiv \partial_\mu + ig B_\mu(x)$$

onde a constante g é a carga de cor dos quarks e $B_\mu^a(x)$ são oito campos de calibre sem massa (campos de gluons).

Assim por analogia à QED introduzimos ainda o termo $-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$ que vai representar os "campos livres". Logo

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}_q (i\not{\partial} - m_q) \psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

onde podemos mostrar que

$$[D_\mu, D_\nu] = ig G_{\mu\nu}^a T_a \equiv -ig G_{\mu\nu}$$

Os campos de calibre B_μ devem se transformar da seguinte maneira:

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu = U_\alpha(x) B_\mu(x) U_\alpha^{-1} + \frac{i}{g} U_\alpha(x) \partial_\mu U_\alpha^{-1}(x)$$

assegurando assim a invariância de calibre de \mathcal{L}_{QCD} .*

Para concluir este apêndice, vamos verificar que $B_\mu(x)$ é equivalente de calibre (localmente) a um potencial nulo, $B_\mu = 0$,

* Para a quantização da teoria é preciso adicionar um termo de fixação de calibre e o termo de fantasmas de Faddeev-Popov que preserva a unitariedade.

são quando $G_{\mu\nu}(x) = 0$ (A.4).

Podemos notar que toda a vez que for possível encontrar uma matriz $U_\alpha \in SU(3)$ tal que B_μ seja um campo de calibre puro, i.e.,

$$B_\mu = \frac{i}{g} U^{-1} (\partial_\mu U) = - \frac{i}{g} (\partial_\mu U^{-1}) U$$

podemos por meio de uma transformação de calibre, fazê-lo igual a zero localmente.

O resultado desejado é obtido da equação acima com um pequeno algebrismo. De fato dela segue-se que

$$\begin{aligned} - \frac{i}{g} (\partial_\mu \partial_\nu - \partial_\nu \partial_\mu) U^{-1}(x) &= \partial_\mu (B_\nu U^{-1}) - \partial_\nu (B_\mu U^{-1}) \\ &= (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu) U^{-1} + (B_\nu \partial_\mu - B_\mu \partial_\nu) U^{-1} \\ &= G_{\mu\nu} U^{-1} + ig [B_\mu, B_\nu] U^{-1} + (B_\nu \partial_\mu - B_\mu \partial_\nu) U^{-1} \\ &= G_{\mu\nu} U^{-1} = 0 \end{aligned}$$

onde usamos a definição de $G_{\mu\nu}$.

Como este resultado é obtido a partir da definição da lei de transformação dos campos B_μ , concluímos que quando $G_{\mu\nu}(x) = 0$, B_μ também é equivalente de calibre (localmente) a um potencial nulo ($B_\mu = 0$).*

* A demonstração precisa pode ser encontrada em C. Itzikson e J.B. Zuber - "Quantum Field Theory" - Mc Graw Hill (1980). p.565.

Apêndice C - Estado de helicidade de duas partículas no S.C.M. e expansão da amplitude de helicidade em ondas parciais.

Podemos construir o estado final de duas partículas 1 e 2 (no centro de massa) proveniente do decaimento de uma terceira, em função dos estados de helicidade de cada qual das partículas 1 e 2 (A.5):

$$|p\theta\phi \lambda_1\lambda_2\rangle = |\vec{p}, \lambda_1\rangle |-\vec{p}, \lambda_2\rangle (-)^{S_2 - \lambda_2}$$

Como a helicidade de uma partícula é invariante por rotações ordinárias, podemos expandir estes estados de duas partículas em um conjunto de vetores de base $|\lambda_1\lambda_2 JM\rangle$ onde J representa uma particular representação irredutível do grupo das rotações, e M os $2J + 1$ vetores contidos nesta representação. A relação entre ambos os estados é:*

$$|p\theta\phi, \lambda_1\lambda_2\rangle = \sum_{J,M} \frac{(2J+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} D_{M\lambda}^J(\phi, \theta, 0) |\lambda_1\lambda_2 JM\rangle \quad (C.1)$$

onde $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ é a componente do spin total do sistema das duas partículas ao longo da direção de movimento. Adotamos a escolha de fase de Wick (A.6) na eq. (C.1), que corresponde à escolha do terceiro ângulo de Euler $\gamma = 0$. Podemos ainda relacionar o estado de helicidade com o estado canônico (A.7) $|LSJM\rangle$, o que vai permitir a comparação de nossos resultados com a experiência:

* Como no caso que estamos tratando as partículas 1 e 2 são bósons idênticos, o estado $|\lambda_1\lambda_2 JM\rangle$ deve ser simetrizado. $|\lambda_1\lambda_2 JM\rangle^{(s)} = A [|\lambda_1\lambda_2 JM\rangle + (-)^J |\lambda_2\lambda_1 JM\rangle]$ onde $A = 1/\sqrt{2}$ se $\lambda_1 \neq \lambda_2$ e $A = 1/2$ se $\lambda_1 = \lambda_2$.

$$|\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle = \sum_{L,S} \left(\frac{2L+1}{2J+1} \right)^{1/2} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{O\lambda\lambda}^{LSJ} |\text{LSJM}\rangle \quad (\text{C.2})$$

onde os CC são coeficientes de Clebsh - Gordan;

$$C_{m_1 m_2 M}^{j_1 j_2 J} \equiv \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$$

A relação (C.2) pode ser invertida para dar

$$\begin{aligned} |\text{LSJM}\rangle &= \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle \langle \lambda_1 \lambda_2 JM | \text{LSJM}\rangle \\ &= \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \left(\frac{2L+1}{2J+1} \right)^{1/2} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{O\lambda\lambda}^{LSJ} |\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Podemos inverter também (C.1) usando a ortonormalidade das matrizes D:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{-1}^{+1} d \cos \beta \int_0^{2\pi} d\gamma D_{\mu m}^{*J}(\alpha\beta\gamma) D_{\mu' m'}^J(\alpha\beta\gamma) &= \\ &= \frac{8\pi^2}{2J+1} \delta_{\mu\mu'} \delta_{mm'} \delta_{JJ'} \end{aligned}$$

e para $\gamma = 0$ vamos obter:

$$|\lambda_1 \lambda_2 JM\rangle = \frac{(2J+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} \int d\Omega D_{M\lambda}^{J*}(\theta, \phi) |p\theta\phi; \lambda_1 \lambda_2\rangle$$

Segue-se de (C.3) que

$$|\text{LSJM}\rangle = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \frac{(2L+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{O\lambda\lambda}^{LSJ} \int d\Omega D_{M\lambda}^{J*}(\theta, \phi) |p\theta\phi; \lambda_1 \lambda_2\rangle$$

e para $\phi = 0$ (decaimento no plano xz)

$$\begin{aligned} |\text{LSJM}\rangle &= \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \frac{(2L+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{O\lambda\lambda}^{LSJ} 2\pi \int_{-1}^{+1} d \cos \theta d_{M\lambda}^{J*}(\theta) \\ &|p\theta 0; \lambda_1 \lambda_2\rangle \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Consideremos agora o decaimento de uma ressonância de spin S' e número quântico magnético M'_S . A invariância de rotação implica que

$$\langle \lambda_1 \lambda_2 \text{ JM} | T | S' M'_S \rangle = \delta_{JS'} \delta_{MM'_S} T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{JM}} \quad (\text{C.5})$$

Definindo $T_{\text{LS}}^{\text{JM}} \equiv \langle \text{LSJM} | T | \text{JM} \rangle$ e usando (C.5), segue-se de (C.3) e (C.1) que (para $\phi = 0$)

$$T_{\text{LS}}^{\text{JM}} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \frac{(2L+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{0\lambda\lambda}^{\text{LSJ}} \int_{-1}^{+1} d \cos \theta d_{M\lambda}^J(\theta) T_{\lambda_1 \lambda_2}^M(\theta) \quad (\text{C.6})$$

ou usando apenas (C.1) e (C.2),

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{JM}} = \sum_{L,S,J,M} \frac{(2L+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} C_{\lambda_1 - \lambda_2 \lambda}^{S_1 S_2 S} C_{0\lambda\lambda}^{\text{LSJ}} D_{M\lambda}^J(\phi, \theta, 0) T_{\text{LS}}^{\text{JM}} \quad (\text{C.7})$$

Outra fórmula que nos será útil é a expressão de $T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{JM}}$ em função de $T_{\lambda_1 \lambda_2}$:

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{JM}} = \frac{(2J+1)^{1/2}}{\sqrt{4\pi}} \int d\Omega D_{M\lambda}^{J*}(\phi, \theta, 0) T_{\lambda_1 \lambda_2} \quad (\text{C.8})$$

obtida de (C.1), (C.5) e usando a ortonormalidade das matrizes D.

Apêndice D - Cálculo dos produtos escalares envolvendo os vetores de polarização.

a) Definições:

Usaremos $m = m_1 = m_2$; $E = E_1 = E_2 = \sqrt{S_1}/2$ e o sistema de ref. de G.J.

Usando a convenção de Wick (A.6) temos, para $\phi = 0$:

$$\epsilon^{+*}(\theta, p) \equiv \epsilon^{+*}(p) = (1/\sqrt{2}) (0; -\cos \theta, i, \sin \theta)$$

$$\epsilon^{-*}(p) = (1/\sqrt{2}) (0; \cos \theta, i, -\sin \theta)$$

$$\epsilon^0(p) = (p/m; E \sin \theta/m, 0, E \cos \theta/m)$$

Nota: Como $\vec{p}_2 = -\vec{p}_1$, ao usarmos as eqs. anteriores para p_2 devemos fazer $\theta \rightarrow \theta + \pi$

Para os vetores associados à ressonância temos:

$$\epsilon^+(p_{12} = 0) \equiv \epsilon^+ = (1/\sqrt{2}) (0; -1, -i, 0)$$

$$\epsilon^- = (1/\sqrt{2}) (0; 1, -i, 0)$$

$$\epsilon^0 = (0; 0, 0, 1)$$

As impulsões são dadas por:

$$p_1^\mu = (E; |\vec{p}_1| \sin \theta, 0, |\vec{p}_1| \cos \theta)$$

$$p_2^\mu = (E; -|\vec{p}_2| \sin \theta, 0, -|\vec{p}_2| \cos \theta)$$

$$\Lambda^\mu = (0; |\vec{p}_1| \sin \theta, 0, |\vec{p}_1| \cos \theta)$$

b) Resultados:

$$\epsilon^{+*}(\mathbf{p}_1) \cdot \mathbf{p}_2 = \epsilon^{-*}(\mathbf{p}_1) \cdot \mathbf{p}_2 = 0$$

$$\epsilon^{+*}(\mathbf{p}_2) \cdot \mathbf{p}_1 = \epsilon^{-*}(\mathbf{p}_2) \cdot \mathbf{p}_1 = 0$$

$$\epsilon^{0*}(\mathbf{p}_1) \cdot \mathbf{p}_2 = \epsilon^{0*}(\mathbf{p}_2) \cdot \mathbf{p}_1 = 2 |\vec{\mathbf{p}}_1| E/m$$

$$\begin{aligned} \epsilon^+ \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) &= \epsilon^- \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) = \epsilon^+ \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon^- \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = \\ &= -\frac{1}{2} (\cos \theta + 1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon^+ \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) &= \epsilon^- \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) = \epsilon^+ \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon^- \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) = \\ &= \frac{1}{2} (\cos \theta - 1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon^+ \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) &= \epsilon^- \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) = \frac{E}{\sqrt{2}m} \sin \theta = -\epsilon^- \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) = \\ &= -\epsilon^+ \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon^0 \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) &= \epsilon^0 \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \theta = -\epsilon^0 \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) = \\ &= -\epsilon^0 \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) \end{aligned}$$

$$\epsilon^0 \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) = -\frac{E}{m} \cos \theta = -\epsilon^0 \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2)$$

$$\epsilon^+ \cdot \Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} |\vec{\mathbf{p}}_1| \sin \theta = -\epsilon^- \cdot \Lambda$$

$$\epsilon^0 \cdot \Lambda = -|\vec{\mathbf{p}}_1| \cos \theta$$

$$\epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) = \frac{1}{m} (|\vec{\mathbf{p}}_1|^2 + E^2)$$

$$\epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) = 1$$

$$\epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) = \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) = -1$$

$$\epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = 0$$

$$\epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_-^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon_0^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_+^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon_+^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) = \epsilon_-^*(\mathbf{p}_1) \cdot \epsilon_0^*(\mathbf{p}_2) = 0$$

VII. BIBLIOGRAFIA

VII. BIBLIOGRAFIA

CAPÍTULO I

- (1.1) - COLLINS, P.D.B. e SQUIRES, E.J. "Regge Poles in Particle Physics", Springer-Verlag (1968).
COLLINS, P.D.B. "An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics", Cambridge Univ. Press (1977).
- (1.2) - GELL-MANN, M. Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
Phys. Lett. 8, 214 (1964).
GELL-MANN, M. e NE'EMAN, Y. (ed.). "The Eightfold Way"
Ed. Benjamin (1964).
- (1.3) - ZWEIG, G. CERN Report 8419/TH 412 (não publicado). Será reimpresso em "Developments in the Quark Theory of Hadrons" editado por B.D. Lichtemberg e S.P. Rosen, pela Hadronic Press.
- (1.4) - Particle Data Group. "Review of Particles Properties"
Phys. Rev. Lett. 111B, abril (1982) - LBL - 100 - Revised-UE34d (1982).
- (1.5) - GREENBERG, O.W. Phys. Rev. Lett. 13, 598 (1964) -
- Para uma revisão do conceito de cor veja Greenberg,
e Nelson, C.A. - Phys. Rep. 32C, 71 (1977).
- (1.6) - FRITZSCH, H. Acta Phys. Aust. Suppl. XIX, 249 (1978) e referências já citadas.
- (1.7) - FRIES, D. e ZEITNITZ (ed.). "Quarks and Nuclear Forces" Spring-Verlag-Springer Tracts in Mod. Phys. - vol.100 (1982) e outras referências lá citadas.

- (1.8) - LA RUE et al. Phys. Rev. Lett. 38, 1011 (1977).
- (1.9) - FEYNMAN, R. "Photon-Hadron Interactions" - Benjamin -
(1972).
"Partons, Scaling, and Regge Behavior" -
Proc. of the Fifth Hawaii Tropical Conf. in Part.
Phys. (1973).
CLOSE, F.E. "Introduction to Quarks and Partons", Aca
demic Press (1979).
- (1.10) - BJORKEN, J.D. Phys. Rev. 179, 1547 (1969).
Verificação Experimental:
BLOOM, E.D. et al. Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969).
BREIDENBACH, M. et al. Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969).
- (1.11) - POLITZER, H.D. Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973)
COLEMAN, S. e GROSS, D.J. Phys. Rev. Lett. 31, 1343 -
(1973).
ZEE, A. Phys. Rev. D7, 3630 (1973).
- (1.12) - YANG, C.N. e MILLS, R.L. Phys. Rev. 96, 191 (1954).
- (1.13) - MORIYASU, K. Contemp. Phys. 23, 6 (1982).
- (1.14) - FRITZSCH, H., GELL-MANN, M. 16th Int. Conf. on High
Energy Phys. Chicago-Batavia (1972) - vol.2, p.135.
FRITZSCH, H., GELL-MANN, M. e LEWTWYLER, H. Phys.Lett.
47B, 365 (1973).
WEINBERG, S. Phys. Rev. Lett. 31, 494 (1973).
Phys. Rev. D8, 4482 (1973).
GROSS, D.J. e WILCZEK, F. Phys. Rev. D8, 3633 (1973).
POLITZER, H. Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
Artigos de Revisão:

- MARCIANO, W. e PAGELS, H. Phys. Rep. 36, 137 (1978).
- REYA, E. "Perturbative QCD" - DESY 79/88 - DO-TH- 79/
20 (1979).
- (1.15) - ELLIS, J. Comm. Nucl. Part. Phys. 9, 153 (1980).
- (1.16) - SÖDING. "Evidence of the Gluon" DESY. 81-070 (1981).
- (1.17) - BARBER, D.P. et al. Phys. Rev. Lett. 43, 830 (1979).
BRANDELIK, R. et al. Phys. Lett. 86B, 243 (1979).
BERGER, Ch. et al. Phys. Lett. 86B, 418 (1979).
- (1.18) - POLYAKOV. Proc. 7th. Int. Symp. on Lepton and Photon
Interactions at High Energies - Stanford (1975) p.
855.
- (1.19) - ELLIS, J. et al. Nucl. Phys. B111, 253 (1976).
- (1.20) - YOH, J. K. et al. Phys. Rev. Lett. 41, 684 (1978).
- (1.21) - BERGER, C. et al. Z. Phys. Part. and Fields 8, 101 -
(1981).
- (1.22) - YANG, C.N. Phys. Rev. 77, 242 (1950) - um méson veto-
rial ou pseudo-vetorial não pode se desintegrar em
2g.
- (1.23) - BRANDELIK, R. et al. Phys. Lett. 97B, 448 (1980).
- (1.24) - OKUBO, S. Phys. Lett. 5, 165 (1963).
ZWEIG, G. CERN - TH. Rep. 412 (1964).
IIZUKA, I. Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38, 21 (1966).
OKUBO, S. Phys. Rev. 16D, 2336 (1977).
- (1.25) - MA, E. Am. J. Phys. 47, 873 (1979).
NIELSEN, N.K. Am. J. Phys. 49, 1171 (1981).
WILCZEK, F. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 32, 177 (1982).

- (1.26) - SANTORO, A.F.S. "Dualidade e Bolas de Grude" CBPF-MO-002/83 e referências lá citadas. A ser publicada nos anais da II.^a Escola de Verão de Partículas e Campos Jorge André Swieca - São Paulo (1983).
- (1.27) - LICHTENBERG, D.B. "Unitary Symmetry and Elementary Particles" 2.ed. - Academic Press (1978).
- (1.28) - CHANOWITZ, M.S. "A review of meson spectroscopy: quark states and glueballs" LBL - 13593 to be published in the SLAC Summer Inst. Proceedings - July 27/29 (1981).
LINDENBAUM, S.J. "Hadronic Phys. of $q\bar{q}$ light quark mesons, quark molecules and glueballs" - BNL 28498 (1980) to be published in Proceedings of the Int. School of Subnuclear Phys. "Ettore Majorana" Center for Sci. Culture Erice, Trapani, Italy (31 July - 11 August 1980).
- (1.29) - LIPKIN, H.J. "Who understands the Zweig-Iizuka rule?" 11^{ème} Rencontre de Moriond (1976) p.169.
Phys. Lett. 60B, 371 (1976).
- (1.30) - AUBERT, J.J. et al. Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).
AUGUSTIN, J.E. et al. Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974).
- (1.31) - HERB, S.W. et al. Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).
INNES, W.R. et al. Phys. Rev. Lett. 39, 1240 (1977).

CAPÍTULO II

- (2.1) - ROY, P. Nature 280, 106 (1979).
DONOGHUE, J.F. Comments Nucl. Part. Phys. 10, 277 (1982).

ISHIKAWA, K. Scientific Am. 247, 122 (1982).

- (2.2) - VELO, G. e WHITEMAN, A. (ed.). "Construtive Quantum Field Theory". The 1973 "Ettore Majorana" Int. Sch. of Math. Phys. - Springer Vol.25 (1973).
- SIVERS, D. "What can we count on?" - ANL-HEP-PR-82-02 (1982).
- (2.3) - BJORKEN, J.D. "Electron-Positron annihilation: some remarks on the theory" SLAC-PUB-2366 (1979).
- (2.4) - BJORKEN, J.D. "Elements of Quantum Chromodynamics" - SLAC-PUB-2372 (1979).
- (2.5) - FREUND, P.G.O. e NAMBU, Y. Phys. Rev. Lett. 34, 1645 (1975).
- (2.6) - APPELQUIST, T. e POLITZER, H.D. Phys. Rev. Lett. 34, 53 (1975).
- (2.7) - CLOSE, F.E. "Introduction to Quarks and Partons" Academic Press (1979).
- (2.8) - QUIGG, C. "Models for Hadrons" - Fermilab - conf.81/78 -THY (November 1981).
- (2.9) - 't HOOFT, G. Nucl. Phys. 72B, 461 (1974).
Nucl. Phys. 75B, 461 (1974).
- (2.10) - ROBSON, D. Nucl. Phys. 130B, 328 (1977).
CARLSON, C. et al. Phys. Rev. 23D, 2765 (1981).
- (2.11) - ASCHMAN, D. "Possible Gluonium States in Radiative decay" Proc. of the Second Moriond Workshop - Les Arcs - Savoie - France, January 24-30 (1982) Ed. by J. Tran Thanh Van and L. Montanet.

- (2.12) - CARLSON, C. et al. Phys. Lett. 99B, 353 (1981).
- (2.13) - COYNE, J. et al. Phys. Lett. 91B, 259 (1980).
- (2.14) - ROBSON, D. Nucl. Phys. B130, 328 (1977).
- (2.15) - ROY, P. "The Glueball Trail", RL-80-007 T.259 (1980).
 FRITZSCH, H. e MINKOWSKI, P. Nuovo Cim. 30A, 393 (1975).
 DONOGHUE, J.F. "Difficult States in the quark model :
 glueballs and the pion" - AIP Conf. Proc. vol. 68, -
 part 1, p.35 (1981).
 FISHBANE, P.M. "Glueballs, a little review" - Gauge
 Theories, massive neutrinos, and Proton decay - Ed.
 by A. Perlmutter - Plenum Publ. Corp. (1981).
 CLOSE, F.E. "Glueballs, Hermaphrodits and QCD problems
 for baryon spectroscopy" RL-81-066 (1981).
 "QCD and the search for Glueballs" RL-82-
 041/T.306 (1982).
 BARNES, T. "Meson Resonances and Glueballs: Theoretical
 Review and Relevance to $p\bar{p}$ at Lear" - RL-82-047/
 T.307 (1982).
 Veja também refs.: (4.10), (4.11), (4.14) e (4.33.f).
- (2.16) - BARNES, T. e CLOSE, F.E. "A light exotic $q\bar{q}g$ herma-
 phrodite meson?" RL-82-037 (1982).
 TANIMOTO, M. "Decay patterns of $q\bar{q}g$ hibrid mesons" ,
 BI-TP-82/09 (1982).
 "The decay of the ι (1440) meson and the
 glueball - $q\bar{q}g$ meson mixing" BI-TP-82/28 (1982).
 "Decay of on exotic $q\bar{q}g$ hibrid meson" -
 BI-TP-82/30 (1982).

- ROSNER, J.L. Phys. Rev. D24, 1347 (1981).
- TESHIMA, T. e ONEDA, S. Phys. Lett. 123B, 455 (1983).
Phys. Rev. 27D, 1551 (1983).
- (2.17) - BOUQUET, A. Nucl. Phys. B178, 45 (1981).
- (2.18) - CORNWALL, J.M. e SONI, A. "Glueballs as bound states of massive gluons" UCLA/82/TEP/3 (1982).
- (2.19) - CORNWALL, M. em Deeper Pathways in High Energy Phys. Ed. by A. Perlmutter, Plenum Press (1977).
- (2.20) - SKAGERSTAM, B. e STERN, A. Phys. Lett. 97B, 405 (1980).
- (2.21) - ISHIKAWA, K. et al. "The Glueball mass spectrum in QCD: first results of a lattice Monte-Carlo Calculation", DESY 81-089 (1981).
BERG, B. e BILLOIRE, A. Phys. Lett. 113, 65 (1982).
ISHIKAWA, K. et al. "SU(3) lattice Monte Carlo calculation of the glueball mass spectrum", DESY 82-024 (1982).
"Renormalisation Group Behaviour of 0^+ e 2^+ Glueball masses on SU(2) Lattice Gauge theory", DESY 82-041 (1982).
CHODOS, A. e RABIN, J. "Monte Carlo Simulation of a Realistic Unified Gauge Theory" YTP 83-41 (1983).
- (2.22) - SHIFMAN, M.A. Z.Phys. C9, 347 (1981).
VAINSHTEIN, A.I. et al. Sov. Jour. Part. Nucl. 13, 224 (1982).
- (2.23) - JOHNSON, K.A. Scient. Am. 241, 112 (1979).
CHODOS, A. et al. Phys. Rev. D9, 3471 (1974).
GRAND, T. et al. Phys. Rev. D12, 2060 (1975).

- (2.24) - GNÄDING, P. et al. Phys. Lett. 64B, 62 (1976).
- (2.25) - KUTI, J. "Quark confinement and the quark model".
- (2.26) - JAFFE, R.L. e JOHNSON, K. Phys. Lett. 60B, 201 (1976).
 DONOGHUE, J.F. et al. Phys. Lett. 99B, 416 (1981).
 BARNES, T. et al. "Hyperfine splittings of bag model
 gluonia", RL-81-086 (1981).
 CARLSON, C.E. et al. "Gluon-Gluon interactions in the
 Bag Model", SLAC-PUB-2873 (1982).
 BARNES, T. et al. Phys. Lett. 110B, 159 (1982).
- (2.27) - CARLSON, C.E. et al. Phys. Rev. D27, 1556 (1983).
- (2.28) - JEZABEK, M. e SZWED, J. "Glueballs in the bag models",
 TPJU-11/82 (1982).
- (2.29) - ROBSON, D. Z.Physik C3, 199 (1980).
- (2.30) - PARISI, G. e PETRONZIO, R. Phys. Lett. 94B, 51 (1980).
- (2.31) - SUURA, H. Phys. Rev. Lett. 44, 1319 (1980).

CAPÍTULO III

- (3.1) - COLEMAN, S. Erice Lectures Apendice II (1975).
 DESER, S. Phys. Lett. 64B, 463 (1975).
 PAGELS Phys. Lett. 68B, 466 (1977).
 ITZYKSON, C. e ZUBER, J.B. "Quantum Field Theory" Ed.
 Mc. Graw-Hill (1980) cap.12.
- (3.2) - ACTOR, A. Rev. Mod. Phys. 51, nº 3 (1979) sec.IV.
- (3.3) - COLEMAN, S. Commun. Math. Phys. 55, 113 (1977).
- (3.4) - COLEMAN, S. e SMARR, L. Commun. Math. Phys. 56, 1
 (1977).

(3.5) - WEDER, R. Commun, Math. Phys. 57, 161 (1977).

(3.6) - MAGG, M. Jour. Math. Phys. 19, 991 (1978).

CAPÍTULO IV

(4.1) - BAILLON, P. et al. Nuovo Cim. A50, 393 (1967).

BARASH, N. et al. Phys. Rev. 156, 1399 (1967).

ARMAMENTEROS, R. et al. Proc. of Sienna Int. Conf. on
Elem. Part. I - 287 (1963). Descoberta original des-
ta ressonância E_R (1440) feita pela colaboração CERN
- College de France.

(4.2) - BAILLON, P. CERN-EP-82-127 (1982) - "Clarifications
about the E (1425) Meson Quantum Numbers" - Proc. of
the XXIth Int. Conf. on High Energy Phys. p.C3-86
Paris (1982).

Jour. de Physique - Colloque C3-suppl. n^o
12 tome 43 (1982).

(4.3) - DIONISI, C. et al. Nucl. Phys. B169, 1 (1980).

(4.4) - GAVILLET, Ph. et al. CERN/EP - 82-98 (1982).

Z.Phys. C16, 119 (1982).

(4.5) - MESKHOV, S. "E (1440): Glueball or Quarkonium?" - Proc.
of Conf. Madison (1980).

CARLSON, C.E. et al. Phys. Lett. 98B, 110 (1981).

(4.6) - SCHARRE, P.L. et al. Phys. Lett. 97B, 329 (1980).

(4.7) - ASCHMAN, D. Proc. of the XVth Renc. Moriond, Les Arcs,
France, march 15-21 (1980).

(4.8) - EDWARDS, C. et al. Phys. Rev. Lett. 49, 259 (1982).

- (4.9) - DONOGHUE, J. et al. Phys. Lett. 99B, 416 (1981).
- (4.10) - CHANOWITZ, M.S. LBL-13593 - "A review of meson spectroscopy, quarks states and glueballs" - Proc. of SLAC Summer Institute (1981).
CAHN, R. e CHANOWITZ, M.S. Phys. Lett. 59B, 277 (1975).
CHANOWITZ, M.S. Phys. Rev. Lett. 46, 981 (1981).
- (4.11) - BLOOM, E.D. SLAC-PUB-2976 (1982) - "Gluonium and QCD in the J/ψ region"
- (4.12) - STANTON, N.P. et al. Phys. Rev. Lett. 42, 346 (1979).
- (4.13) - NEWMAN-HOLMES, C. SLAC-PUB-2971 (1982) - "Observation of the Radiative decay $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\pi\pi$ "
- (4.14) - SCHARRE, D.L. SLAC-PUB-2880 (1982) - "Glueballs" - a status report".
- (4.15) - ROZENZWEIG, C. COO-3533-227 / SU-4217-227 (1982) - "Is the lota of Truth for the Glueball Hypotesis?".
- (4.16) - SCAMBERGER, D. Int. Symp. on Lepton and Photon Int. at High Energies - Bonn-Alemanha (1981).
- (4.17) - EDWARDS, C. et al. Phys. Rev. Lett. 48, 458 (1982).
- (4.18) - KÖNIGSMANN, K.G. - SLAC-PUB-2910 HEPL-906- "J/ ψ radiative transitions to pseudoscalars" Presented at the XVIIth. Rencontre de Moriond: Workshop on New Spectroscopy - Les Arcs, France, March 20-26 (1982).
- (4.19) - ONO, S. e PÈNE, O. Phys. Lett. 109B, 101 (1982).
COHEN, J. et al. Phys. Rev. Lett. 48, 1074 (1982).
- (4.20) - SCHNITZER, H.J. Nucl. Phys. B207, 131 (1982).

- (4.21) - SENBA, K. e TANIMOTO, M. "Search for the glueballs identification of θ (1640) - EHU-82-06.
Lett. Nuovo Cim. 35, 295
(1982).
Phys. Rev. D26, 3270 (1982).
- (4.22) - HILGER, E. (PETRA) - Int. Colloquium on $\gamma\gamma$ interactions
(1981).
BURKE, D.L. Int. Colloquium on $\gamma\gamma$ interactions (1981).
SLAC-PUB-2745 (1981).
BURKE, D.L. et al. Phys. Lett. 103B, 153 (1981).
BURKE, D.L. "Photon-Photon Collisions" - SLAC-PUB-2988
(1982).
- (4.23) - LAYSSAC, J. e RENARD, F.M. Montpellier prep. PM/80/11
(1980) - "Threshold enhancements and resonant effects
in exclusive $\gamma\gamma$ reactions" - Publ. in Semminar on $\gamma\gamma$
Phys. Univ. Clermart-Ferrand II (5 et 6 mars 1981)
LPC RI 81/02.
- (4.24) - MINAMI, S. Lett. Nuovo Cim. 34, 125 (1982).
- (4.25) - ISHIKAWA, K. Phys. Lett. 101B, 344 (1981).
- (4.26) - CHENG., D.C. e O'NEILL, G.K. "Elementary Particle
Physics" Addison-Wesley (1979).
- (4.27) - LIU, H.C. MAD/PH/86 (1983) - Photon Colisions as a
Glueball Source".
- (4.28) - ROBSON, D. Nucl. Phys. B130, 328 (1977).
CHO, Y. et al. PAR/LPTHE/81-08, 7/81 (1981) - "Search
for Glueballs".
- (4.29) - JAFFE, L. Phys. Rev. D15, 267 (1977).

- (4.30) - ETKIN, A. et al. Phys. Rev. D25, 1786 (1982).
Phys. Rev. D25, 2446 (1982).
- (4.31) - ISHIKAWA, K. Phys. Rev. D20, 731 (1979).
COYNE, J.J. et al. Phys. Lett. 91B, 259 (1980).
- (4.32) - MINAMI, S. Lett. Nuovo Cim. 35, 102 (1982).
- (4.33) - a) ETKIN, A. et al. Phys. Rev. Lett. 40, 422 (1978).
b) ETKIN, A. et al. Phys. Rev. Lett. 41, 784 (1978).
c) LINDENBAUM, S.J. BNL 28498 (1980) - published in
Proc. of the Int. Sch. of Subnuclear Phys. "Ettore
Majorana" Center for Scient. Cult., Erice.
d) LINDENBAUM, S.J. BNL 29551 (1981).
e) LINDENBAUM, S.J. BNL 29768 (1981) published in the
Proc. of the XVIth Rencontre de Moriond (march
1981).
f) LINDENBAUM, S.J. Nuovo Cim. 65A, 222 (1981).
g) LINDENBAUM, S.J. et al. BNL 31996 - published in
the Proc. of the XXI Int. Conf. on High Energy
Phys., Paris (1982).
h) LINDENBAUM, S.J. BNL 32096 - Lecture presented at
the 20th course: gauge interaction - theory and
Exp. Int. Sch. of Subnuclear Phys., Erice (august
1982).
i) LINDENBAUM, S.J. BNL 32188 - to be published in
AIP. Conf. Proc.
j) ETKIN, A. et al. Phys. Rev. Lett. 49, 1620 (1982).
k) LINDENBAUM, S.J. "Glueballs in the reaction $\pi^- p \rightarrow$
 $\phi\phi n$ " BNL - 32855 (1983).

- (4.34) - ARMSTRONG, T. et al. Nucl. Phys. B196, 176 (1982).
- (4.35) - OKUBO, S. Phys. Rev. Lett. 5, 165 (1963).
ALEXANDER, G. et al. Phys. Rev. Lett. 17, 412 (1966).
- (4.36) - AYRES, D.S. et al. Phys. Rev. Lett. 25, 1463 (1974).
- (4.37) - ARMSTRONG, T. et al. Phys. Lett. 121B, 83 (1983).
- (4.38) - BAUBILLER, M. et al. Phys. Lett. 118B, 450 (1982).
- (4.39) - COHEN, D. et al. Phys. Rev. Lett. 38, 269 (1977).
- (4.40) - EISEMAN, S. et al. "The MPS II Drift Chamber System"
paper submitted to the IEEE 1982 Nucl. Sci. Symp. -
October 20-22 (1982) - Washington (to be published
in IEEE Trans. on Nucl. Sci.).
- (4.41) - DAUM, D. et al. Phys. Lett. 104B, 246 (1981).
- (4.42) - GREEN, D.R. et al. FERMILAB - 81/81 - EXP (1981).
- (4.43) - ZITOUN, R. "Glueballs: present and future". Workshop
on SPS Fixed-Target Phys. in the years 1984-1989 -
CERN 6-10 (Dez. 1982) ed. L. Mannelli, vol.II/ CERN
83-02 vol.II (Feb. 1983) - Yellow Report.
- (4.44) a) ARMSTRONG, T. a. et al. CERN/SPS proposal p175 (1982).
b) Axial Field Spectrometer coll.(1981), CERN/ISR/81-20.
- (4.45) - ANGELOPOULOS, A. et al. CERN/SPS proposal P181 (1982).
- (4.46) - ROY, P. e WALSH, T.F. Phys. Lett. 78B, 62 (1978).

CAPÍTULO V

- (5.1) - JACKSON, J.D. Nuovo Cim. 34, 1644 (1964).
FROISSART, M. "Caracterisation des Effets Ressonants",
GIF-71 (1971).

- (5.2) - CHARAP, J.M. e SQUIRES, E.J. Phys. Rev. 127, 1387 (1962).
- (5.3) - NAGELS, M.M. et al. Nucl. Phys. B147, 189 (1979).
- (5.4) - MARTIN, A.D. e SPEARMAN, T.D. "Elementary Particle Physics", North-Holland Publ. (1970).
- (5.5) - AUVIL, P.R. e BREHM, J.J. Phys. Rev. 145, 1152 (1966).
- (5.6) - SCADRON, M.D. Phys. Rev. 165, 1640 (1968).
- (5.7) - BYCKLING, E. e KAJANTIE, K. "Particle kinematics", John Wiley (1973).
SANTORO, A.F.S. Tese de Doutorado, Paris, França, (1977).
- (5.8) - ETKIN, A. et al. "Glueballs in the reaction $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$ ", BNL-33384 (1983).
- (5.9) - HITLIN, D. "Radiative Decays, light quark spectroscopy and Glueballs searches". Apresentado na última conferência de Cornell (4 de agosto de 1983).

APÊNDICES

- (A.1) - LOPES, J.L. "Gauge Field Theories - an Introduction" Pergamon Press (1981) cap.IV.
LEADER, E. e PREDAZZI, E. "An introduction to gauge theories and the new physics". Cambridge Univ. Press (1982).
- (A.2) - SOPER, D.E. "Classical Field Theory". Wiley - Interscience (1976).

- (A.3) - BOLLINI, C.G. "Gauge Fields and Unifying Ideas" - VI Brazilian Symposium on Theoretical Physics vol.3, p.295, R.J. (1980) - Ed. Ferreira e Koiller.
- (A.4) - SRIVASTAVA, P.P. "Alguns aspectos da teoria de Gauge" - II - Escola de Cosmologia e Gravitação , vol.2, p.671, R.J. (1980) - Ed. Novello, M.
- (A.5) - JACOB, M. e WICK, G.C. Ann. Phys. 7, 404 (1959).
- (A.6) - WICK, G.C. Ann. Phys. 18, 65 (1962).
- (A.7) - CHUNG, S.U. "Spin Formalism", CERN-71-8 (1971).

“BOLAS DE GLUONS NA REAÇÃO”

FRANCISCO CARUSO NETO

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

Alberto Franco de Sá Santoro/CBPF

Carlos Ourívio Escobar/USP

Juan José Giambiagi/CBPF

Jayme Tiomno/CBPF

Rio de Janeiro, 14 de dezembro de 1983