

IFT-P.17/84

Aspéctos da Estrutura Hadrônica

Paulo Leal Ferreira

## Aspectos da Estrutura Hadrônica

Paulo Leal Ferreira(+)

Instituto de Física Teórica, São Paulo

### Sumário

Apresenta-se uma visão geral dos modelos fenomenológicos referentes de estrutura dos hadrons, cuja base teórica é a Cromodinâmica Quântica (QCD).

Uma breve introdução à QCD permite focalizar as propriedades relevantes que são incorporadas àquelas modelos. A seguir, estudam-se brevemente modelos do tipo sacola (em particular, a sacola do MIT e extensões quirais) e modelos do tipo potencial entre os quais o modelo não relativista de Karl e Isgur e um modelo semirelativista, livre de paradoxo de Klein, com igual mistura escalar-vetorial de potencial confinante. Ênfase maior é dada aos bárions, tratados, basicamente, como sistemas de três quarks.

### 1. Introdução

Na década de setenta, com a consolidação da Cromodinâmica Quântica<sup>(1)</sup> como teoria das interações fortes, os modelos ingênuos de quarks<sup>(2)</sup>, que tinham alcançado considerável grau de sucesso na década anterior, passaram por importantes transformações.

Por ingênuos entendemos aqueles modelos que não se baseavam em hipóteses dinâmicas específicas e que, não obstante, forneciam muitas predições de acordo com a experiência. Tal fato fez com que a idéia básica de que bárions são sistemas formados por três quarks e mésons, por um par quark-antiquark, passasse a ser seriamente considerada. Na verdade, a formulação da QCD incorpora não somente os quarks como campos básicos, mas como campos dotados do sabor e, cor

(+) Atualmente no CERN, Geneve.

brevedade, de  $c\bar{c}$ . Como é bem sabido, o conceito de  $c\bar{c}$ , como grau de liberdade adicional dos quarks, foi elemento indispensável para dar consistência teórica àquelas hipóteses básicas de estrutura dos modelos ingênuos. Por outro lado, os progressos teóricos alcançados pela própria QCD - como a descoberta da propriedade de liberdade assintótica e da presumível validade do confinamento da  $c\bar{c}$  - repercutiram de volta na reformulação dos próprios modelos que passaram a incorporar aquelas, bem como outras propriedades da QCD. São os modelos ditos "inspirados" na QCD que surgem na década de oitenta e que basicamente, são de dois tipos: os modelos do tipo caixa e os modelos do tipo potencial.

Entre os primeiros, destaca-se o modelo de sacola do MIT<sup>(\*)</sup> ("MIT bag model") que é uma realização da idéia de confinamento permanente de quarks e gluons numa região fechada do espaço (denominada "bag").

Entre os modelos do tipo potencial, aquele que alcançou um maior grau de elaboração foi o modelo de logar e  $\bar{c}\bar{c}$ <sup>(\*)</sup> (IK). Embora situe-se num contexto não relativista e adote outras hipóteses simplificadoras, o referido modelo alcançou sucesso surpreendente.

Entre os modelos semi-relativistas focalizaremos um que tem alcançado boa margem de êxito. Trata-se de um modelo de quarks independentes, que se movem em obediência a uma equação de Dirac, com uma mistura de potencial confinante escalar e vetorial, de parturir léguas<sup>(\*)</sup>.

Este modelo é livre de paradoxo de Klein e, portanto, são possíveis pontos de encontro dos quarks e gluons, e produz, com razoável precisão de sucesso, as propriedades estáticas das bárions, tais como o respectivo espectro de massas.

O presente exposição está organizada como segue. Na seção 2, focaliza-se a bag a partir da determinação de sua consistência de primeira ordem clássica, na discussão-se as propriedades da sacola e a obtenção da equação de Dirac para os quarks e gluons. Na seção 3, discute-se a obtenção dos modelos fenomenológicos para a produção de  $c\bar{c}$  e a produção de  $c\bar{c}$  e a produção de  $c\bar{c}$  e a produção de  $c\bar{c}$ .

É dedicada aos modelos de sacola e em especial, ao modelo de sacola do MIT. Na seção 4 discutiremos o modelo de Fogar e Karl e na seção 5, o modelo escalar-vetorial. Finalmente, a seção 6 é dedicada a algumas conclusões gerais.

## 2. A QCD e algumas de suas propriedades

Um mais conciso esboço da QCD reside na própria expressão matemática da densidade de Lagrangiana:

$$L_{QCD}(x) = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{\alpha} F^{\mu\nu\alpha}(x) + \sum_f \bar{q}_{fc} (i \not{D}_{cc'} - m_f \delta_{cc'}) q_{fc'}(x) \quad (2.1)$$

onde

$$F_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\mu} A_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu} A_{\mu}^{\alpha} - g f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu}^{\beta} A_{\nu}^{\gamma}, \quad (2.2)$$

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + ig \frac{\lambda^{\alpha}}{2} A_{\mu}^{\alpha}, \quad \not{D} = \gamma^{\mu} D_{\mu}. \quad (2.3)$$

Em (2.1) - (2.3) está implícita a convenção de soma em relação a índices repetidos duas vezes. No entanto, escrevemos em (2.1) explicitamente a somatória em relação ao índice  $f$ , pelo fato de mesmo aparecer três vezes, no último termo.

Nas fórmulas acima, a significação dos diferentes símbolos é a seguinte:

$q_{fc}$  representa o campo fermiônico dos quarks;  $f$  é o índice de sabor ( $u, d, s, c, b, t$ );  $c$  é o índice de cor ( $c=1, 2, 3$ );  $A_{\mu}^{\alpha}$  representa o campo dos glúons (bosons vetoriais sem massa, em número de oito);  $\alpha$  é também índice de cor:  $\alpha=1, 2, \dots, 8$ ;  $g$  indica a constante de acoplamento quark-glúon;  $\frac{\lambda^{\alpha}}{2}$  são as matrizes de Gell-Mann do  $SU(3)$  em:

$$\left[ \frac{\lambda^{\alpha}}{2}, \frac{\lambda^{\beta}}{2} \right] = i f^{\alpha\beta\gamma} \frac{\lambda^{\gamma}}{2},$$

onde  $f^{\alpha\beta\gamma}$  são as constantes de estrutura;  $m_f$  indica, por fim, a massa do quark de sabor  $f$ .

Passaremos agora a rever algumas das propriedades mais importantes da QCD.

i) Invariância de gauge:  $L_{QCD}$  é invariante por uma transformação de gauge

$$\begin{aligned}
 q &\rightarrow q' = q(x) + ig \frac{\lambda^a}{2} w^a(x) \\
 A_\mu^a &\rightarrow A_\mu^{\prime a} = A_\mu^a - \partial_\mu w^a - g f^{abc} w^b A_\mu^c
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

onde  $w^a$  é infinitesimal.

As (2.4) caracterizam a QCD como uma teoria de gauge não abeliana cujo grupo de gauge é  $SU(3)_{\text{côr}}$ . Note-se a semelhança da QCD com a QED (Eletrodinâmica Quântica) que é também uma teoria de gauge (porém abeliana).

ii) Simetria quiral. No limite  $m_f \rightarrow 0$ ,  $L_{\text{QCD}}$  é invariante por transformações quirais (globais):

$$\left. \begin{aligned}
 q_L = \frac{1-\gamma_5}{2} q &\rightarrow e^{-i\alpha} q \\
 q_R = \frac{1+\gamma_5}{2} q &\rightarrow e^{i\alpha} q
 \end{aligned} \right\} q \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} q \tag{2.5}$$

que correspondem à simetria quiral (para três sabores)

$$SU_L(3) \otimes SU_R(3)$$

com geradores dados pela combinação  $V \pm A$  das correntes conservadas

$$\begin{aligned}
 V_\mu^a &= \bar{q} \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu q \\
 A_\mu^a &= \bar{q} \frac{\lambda^a}{2} \gamma_\mu \gamma_5 q
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

onde  $a=1,2,\dots,8$  é índice ligado a  $SU(3)_c$ .

iii) Renormalizabilidade (G.t'Hooft, 1971)

iv) Liberdade assintótica. Após quantização, a constante de acoplamento  $g$  reduz-se numa constante efetiva, função da distância  $r$  que tende a zero, quando  $r \rightarrow 0$ :

$$g \rightarrow g_4(r), \quad \lim_{r \rightarrow 0} g_{\text{eff}} = 0 \quad (2.7)$$

Pela (2.7), temos os quarks livres no interior dos hádrons, a menos de correções perturbativas, devidas à troca de glúons.

v) Confinamento. Esta é uma propriedade presumivelmente válida para QCD, embora não exista ainda prova teórica formal, devido às grandes dificuldades matemáticas envolvidas no tratamento das divergências infravermelhas. Fisicamente, o confinamento significa que quarks e glúons não existem como partículas livres, estando confinados, presumivelmente de maneira permanente, no interior dos hádrons, formando estados hadrônicos que são singletos de cor (representação irredutível de dimensão 1 de  $SU(3)_{\text{cor}}$ ).

Cabe mencionar aqui que existem abordagens teóricas da QCD que permitem o cálculo de massas e larguras hadrônicas.

São as regras de soma da QCD<sup>(6)</sup> (desenvolvidas, inicialmente, no ITEP, Moscou) e a QCD na rede<sup>(7)</sup>, que faz uso de simulações de Monte Carlo. No entanto, elas não serão discutidas aqui. No espírito da presente exposição, nos limitaremos às abordagens fenomenológicas, que permitem uma descrição física—vale dizer, também, intuitiva—da estrutura hadrônica, através de modelos motivados pela QCD. Tais modelos são, grosso modo, de dois tipos: os modelos de sacola ("bag") e os modelos de potencial. Na próxima seção discutiremos os do primeiro tipo, com ênfase no "MIT bag".

3. Modelos de sacola: o "MIT bag"

Os modelos que trataremos agora são realizações da noção de confinamento permanente. Entende-se por sacola, uma região fechada B do espaço em que são confinados quarks e/ou gluons.

Assim, barions são concebidos como sacolas contendo três quarks independentes ("liberdade assintótica").

O grande precursor desta classe de modelos foi Dirac, com o seu artigo "An extensible model of the electron" (8) em que formula, de maneira covariante, um modelo do electron, cuja primeira excitação radial seria o muon.

Em 1974, surgiu o primeiro (3) de uma longa série de trabalhos do grupo de MIT, sobre o modelo que ficou conhecido como o "MIT bag".

Um modelo alternativo, que leva ademais em conta na sua formulação forças de tensão superficial já introduzidas por Dirac (8) foi proposto por Hasenfratz e Kuti (9), sendo conhecido como o "Budapest bag". Aqui nos limitaremos a uma breve discussão da sacola do MIT e de algumas de suas extensões. A sacola de MIT pode ser formulada como segue. Seja B uma sacola contendo quarks sem massa. B varre uma hipersuperfície S do espaço-tempo, de normal orientada  $n_\mu$ . O modelo postula que, no interior de B, vale a equação de Dirac

$$i \not{\partial} q = 0 \tag{3.1}$$

e que, ademais, valem as seguintes condições de contorno sobre S:

i) 
$$i \not{n} q = q \tag{3.2}$$

que é conhecida como a condição linear por envolver linearmente  $q(x)$ . Não é difícil mostrar-se que de (3.2) decorrem as equações

$$\begin{aligned} n_\mu \bar{q} \gamma^\mu q &= 0 \\ \bar{q} q &= 0 \end{aligned} \tag{3.3}$$

a primeira das quais implicando que, localmente, é nulo o fluxo de corrente através de S (confinamento).

---



Finalmente, vale a condição de contorno não linear

$$ii) \quad B = -\frac{1}{2} n \cdot \partial \left[ \bar{q}(x) q(x) \right]_S \quad (3.4)$$

que introduz a constante de sacola  $B$ , cuja dimensão é de uma pressão ou energia por volume. Pode-se mostrar que (3.4) implica na conservação do tensor de energia-momento

$$T_{bag}^{\mu\nu} = \left( T_{Dirac}^{\mu\nu} + B g^{\mu\nu} \right) \theta_V, \quad (3.5)$$

$$\partial_\mu T_{bag}^{\mu\nu} = 0 \quad (3.6)$$

onde

$$\theta_V = \begin{cases} 1 & \text{dentro de } \underline{B}, \\ 0 & \text{fora de } \underline{B}. \end{cases} \quad (3.7)$$

Em (3.5),  $T_{Dirac}^{\mu\nu}$  é dado pela bem conhecida expressão

$$T_{Dirac}^{\mu\nu} = \frac{i}{2} \bar{q}(x) \gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}^\nu q(x) \quad (3.8)$$

e  $g^{\mu\nu}$  representa o tensor fundamental do espaço-tempo:  $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ .

A condição não linear (3.4) significa fisicamente que a pressão exercida pelos quarks internos sobre  $\underline{B}$  é contrabalancada pela pressão  $B$  do exterior. Note-se que  $B$ , via  $T_{bag}^{\mu\nu}$ , representa também, uma densidade de energia da sacola.

No caso de uma sacola estática e esférica de raio  $R$  as expressões acima simplificam-se pois  $n_\mu = (0, \frac{R}{r})$ . Neste caso, a energia  $E$  da sacola é dada por

$$E = E_{Dirac} + \frac{4\pi}{3} R^3 B + \dots \quad (3.9)$$

onde com as reticências indicamos outras possíveis contribuições tais como a energia de ponto zero dos glúons e a energia devido à troca de glúons entre os quarks.

De (3.5), também decorre que

$$\frac{\partial E}{\partial R} = 0 \quad (3.10)$$

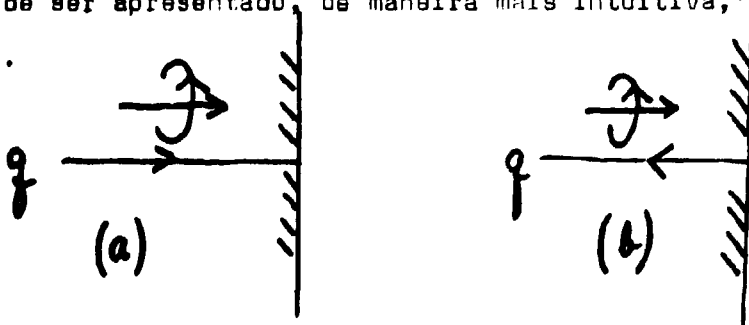
Destarte, é possível calcular o valor de B que resulta em

$$B = 58 \frac{\text{MeV}}{\text{fm}^3}.$$

No caso da sacola estática e esférica tem-se<sup>(10)</sup>.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{bag}} = & \left[ \frac{i}{2} \bar{q} \overleftrightarrow{\partial} q - B \right] \theta(R-r) \\ & - \frac{1}{2} \bar{q}(x) q(x) \delta(r-R) \end{aligned} \quad (3.11)$$

que não é invariante por transformações quirais devido ao último termo, que é um termo sôbre a superfície de  $\mathcal{B}$ . Em outras palavras, temos uma violação da simetria quiral na superfície de  $\mathcal{B}$ . Tal fato pode ser apresentado, de maneira mais intuitiva,<sup>(10)</sup> na figura abaixo.



Em (a) temos um quark de mão direita, incidente sôbre a superfície da sacola, correspondendo a uma helicidade +1. Em (b), temos o quark refletido, com helicidade -1 pois na colisão com a superfície, não há inversão do spin, apenas mudança de momento.

Vê-se assim que a helicidade não se conserva sendo +1 antes da colisão e -1 após a colisão com a superfície do "bag".

Acabamos de vêr que o modelo de sacola do MIT viola a simetria quiral. Há, no entanto, extensões quirais daquele modelo, que introduzem um campo de pions  $\phi(x)$  a fim de restaurar a simetria quiral. Como exemplo de tais modelos híbridos temos aqueles descritos pela lagrangiana<sup>(10)</sup>

$$L = L_{\text{bag}} + L_{\pi} + L_{\text{int}} \quad (3.12)$$

onde

$$L_{\pi} = \left( \frac{1}{2} \partial_{\mu} \phi_{\sim} \cdot \partial^{\mu} \phi_{\sim} - \frac{1}{2} m_{\pi}^2 \phi_{\sim}^2 \right) \theta_c \quad (3.13)$$

e

$$L_{\text{int}} = -\frac{i}{2f} \bar{q} \gamma_5 \tau_q \phi_{\sim} \delta(R-r). \quad (3.14)$$

Em (3.13),  $\theta_c$  é definido por

$$\theta_c = \begin{cases} \theta(r-R) \\ 1 \text{ ou} \end{cases} \quad (3.15)$$

No primeiro caso, sendo  $\theta$  uma função de Heaviside, temos o caso do modelo da sacola quiral<sup>(11)</sup> em que os píons não penetram no interior da sacola. No segundo, temos o modelo da sacola populada<sup>(12)</sup> ("cloudy bag model"), que admite a livre penetração dos píons no interior da sacola.

É interessante salientar que a imposição da simetria quiral introduz no modelo de sacola, efeitos piônicos que conduzem a uma aproximação da imagem clássica de Yukawa:

$$\text{Báron} \rightleftharpoons (\text{"core"} \equiv \text{"bag"}) + \text{núvem de píons virtuais.}$$

Para finalizar, mencionaremos que os modelos de sacola prevêem a existência de configurações como os "glueballs"<sup>(13)</sup> e os "mektors"<sup>(14)</sup>, cujas interessantes propriedades, porém, não serão discutidas aqui.

4. O modelo de IK

Discutiremos agora, em suas linhas gerais, o modelo de IK<sup>(4)</sup> que é a versão mais completa, motivada pela QCD, dos trabalhos pioneiros de Greenberg<sup>(15)</sup>, Dalitz<sup>(16)</sup> e outros. As principais hipóteses do modelo são as seguintes:

- i) os quarks são tratados na aproximação não-relativista;
- ii) os háríons são singletos de cor, sendo descritos pelo grupo

$$SU(6) \otimes O_L(3);$$

- iii) o emprêgo de potenciais confinantes;
- iv) a dependência do spin da interação entre os quarks é dada, exclusivamente, pela interação hiperfina da hamiltoniana de Breit, desprezando-se a interação spin-orbita.

A hamiltoniana  $H_{IK}$  do modelo é dada pela expressão

$$H_{IK} = H_0 + H_1 + H_{hip} \quad (4.1)$$

onde ( $\hbar = c = 1$ )

$$H_0 = \sum_{a=1}^3 \left( m_a + \frac{p_a^2}{2m_a} \right) + \frac{1}{2} K \sum_{a < b} (\tilde{\kappa}_a - \tilde{\kappa}_b)^2, \quad (4.2)$$

$$H_1 = \sum_{a < b}^3 U(|\tilde{\kappa}_a - \tilde{\kappa}_b|) \quad (4.3)$$

$$H_{hip} = \frac{2}{3} \alpha_s \sum_{a < b} \frac{1}{m_a m_b} \left\{ \frac{8\pi}{3} \tilde{s}_a \cdot \tilde{s}_b \delta(r_{ab}) + \frac{1}{r_{ab}^3} \left[ 3(\tilde{s}_a \cdot \hat{\kappa}_{ab})(\tilde{s}_b \cdot \hat{\kappa}_{ab}) - \tilde{s}_a \cdot \tilde{s}_b \right] \right\} \quad (4.4)$$

com

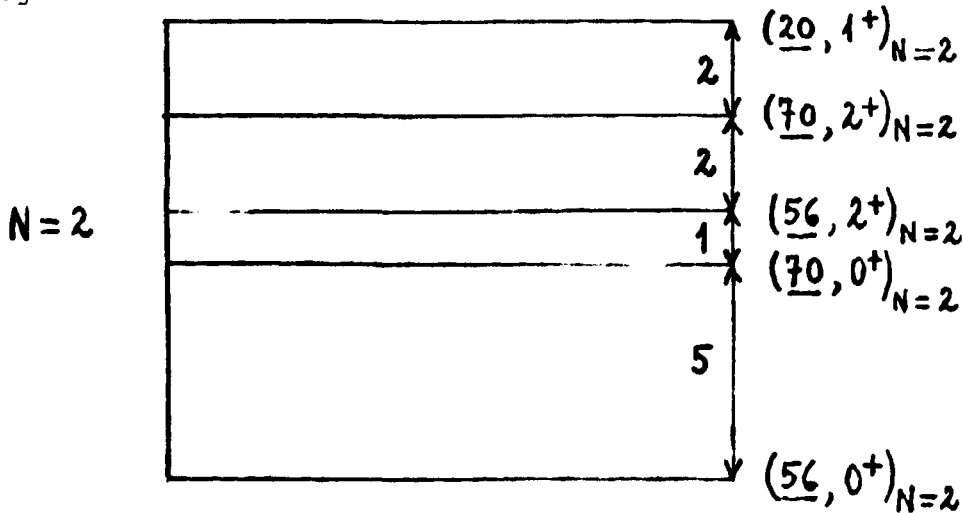
$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} .$$

A parte  $H_0$  da hamiltoniana de Isgur e Karl é exatamente solúvel mediante a introdução das coordenadas de Jacobi, que permitem efetuar a correta separação do movimento do centro de massa. O termo (4.3) representa desvios de harmonicidade (termos "anarmônicos") e são tratados perturbativamente, juntamente com  $H_{hip}$ .

O primeiro termo da interação hiperfina  $H_{\text{hip}}$  representa a interação de contato de Fermi entre os spins  $\vec{S}_a$  e  $\vec{S}_b$  dos quarks  $a$  e  $b$ ; o segundo termo é a conhecida força tensorial, que não contribue para estados  $L=0$  do movimento relativo do par.

Isgur e Karl estudaram sistematicamente os estados das bandas  $N=0, 1, 2$  de paridades  $+, -$  e  $+$  respectivamente. Na análise de banda  $N=2$  é importante o teorema seguinte:

Os termos anarmônicos, em 1ª ordem de perturbação, separam as respectivas configurações  $(\underline{SU(6)}, L^P)_{N=2}$  de maneira independente da forma específica de  $U(r_{ab})$  na ordem e proporção indicadas na figura seguinte:



O modelo de IK chega a resultados surpreendentemente bons apesar das hipóteses simplificadoras de que faz uso. O emprego da aproximação não relativista é certamente questionável pois as separações dos níveis são da ordem das massas dos quarks constituintes.

Outro ponto discutível é a ausência da interação  $S \cdot L$  no tratamento de IK, já que tanto a interação hiperfina como a interação spin-orbita são ambas obtidas da hamiltoniana de Breit. Na seção seguinte, discutiremos um modelo em que efeitos relativistas são levados em conta, no movimento dos quarks no interior dos bárions.

5. O modelo de potencial escalar-vetorial (5)

Nesta seção, discutiremos um modelo de quarks independentes, se mi-relativista, que faz uso de potenciais confinantes (do tipo line ar ou harmônico). Em primeira aproximação, a hamiltoniana do mode lo é

$$\mathcal{H} = \sum_{const} H \tag{5.1}$$

com

$$H = \underline{\alpha} \cdot \underline{p} + \beta m + \frac{1}{2}(1+\beta)V(r) \tag{5.2}$$

e

$$V(r) = V_0 + \begin{cases} \lambda r \\ \frac{1}{2}K r^2 \end{cases}, \tag{5.3}$$

r indicando a distância do quark ao CM.

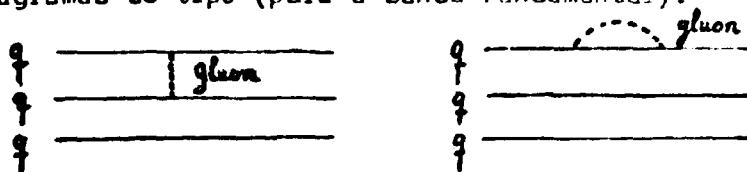
A hamiltoniana do quark individual H goza das seguintes proprie dades:

- i) H corresponde a uma mistura de Lorentz, em partes iguais, de potenci al escalar e vetor;
- ii) H é exatamente solúvel se a equação de Schrödinger o fôr, para o mesmo V(r);
- iii) H é livre de paradoxo de Klein<sup>(17)</sup> isto é não há tunelamento a través do potencial confinante, o que torna efetivo o confinamento, mesmo no regime relativista;
- iv) O quark individual, descrito por H, não apresenta acoplamento spin-orbita;
- v) Para grandes excitações orbitais, isto é, para  $l_A$  (onde  $l_A$  é o momento angular orbital relativo à componente superior) tem-se<sup>(17)</sup>

$$E^2 \propto \begin{cases} l_A \\ l_A^{4/3} \end{cases} \quad \text{para} \quad \begin{cases} V(r) \text{ linear,} \\ V(r) \text{ harmônico.} \end{cases}$$

Em outras palavras, no caso do potencial linear, temos, assintot icamente, trajetórias de Regge lineares (de ordem dominante).

O modelo que acabamos de descrever reproduz, de maneira satisfatória, as propriedades estáticas dos bárions (raios quadráticos médios, momentos magnéticos e as razões  $g_A/g_V$  para os decaimentos  $\beta$ ). Para o cálculo do espectro de massas, introduzem-se, em primeira ordem de perturbação em  $\alpha_s$ , termos de troca de glúons, correspondentes a diagramas do tipo (para a banda fundamental):



Os resultados são comparáveis àqueles obtidos no "MIT bag", para as bandas até  $N=2$ <sup>(18)</sup>.

Efeitos piônicos no presente modelo foram discutidos por Hatsuda<sup>(19)</sup>.

## 6. Conclusão

Procuramos apresentar, de maneira sucinta e elementar, uma visão geral dos modelos fenomenológicos de estrutura hadrônica, de aparição recente na literatura. Tais modelos incorporam elementos dinâmicos motivados pela QCD. Por limitações de espaço, deixamos de apresentar os resultados detalhados obtidos pelos diferentes modelos sobre as propriedades dos bárions (propriedades estáticas clássicas, espectro de massas, larguras de decaimentos fortes, etc). Convém salientar que um exame rigoroso das diversas possibilidades existentes, não é tarefa fácil, dada a complexidade das análises envolvidas. Tal fato, por outro lado, torna a fenomenologia hadrônica um ativo, atraente e rico campo de pesquisa, tanto no que se refere aos mesons e bárions como a outros tipos de configurações. Vários e interessantes problemas pendentes aguardam ainda solução, sobretudo na direção de um tratamento relativista satisfatório da estrutura interna dos hadrons. Se a presente resenha tiver servido para aguçar o interesse do leitor nos problemas físicos envolvidos, terá atingido, igualmente, o objetivo do autor.



Referências

- (1) H.Fritzsch, M.Gell-Mann and H.Leutwyler, Phys.Lett. 47 B, 365 (1973); S.Weinberg, Phys.Rev.Lett. 31, 494 (1973). Para uma apresentação geral da temática vide T.D.Lee, "Particle Physics and Introduction to Field Theory", Harwood Academic Publishers, New York, 1981.
- (2) Em relação aos modelos anteriores à aparição da QCD, vide J.J. Kukeedes, The Quark Model, Benjamin, New York (1969).
- (3) A.Chodos, R.L.Jaffe, C.B.Thorn e V.Weisskopf, Phys.Rev.D2, 3471 (1974)
- (4) N.Isgur e G.Karl Phys.Rev. D18, 4187 (1978); Phys. Rev. D19, 2653 (1979); Phys.Rev. D20, 1191 (1979); Phys.Rev.D23, 155 (1981).
- (5) P.Leal Ferreira, Lett.Nuovo Cimento 20, 257 (1977); P.Leal Ferreira e N.Zagury, Lett.Nuovo Cimento, 20, 511 (1977); P. Leal Ferreira, J.A.Helayel e N.Zagury, Il Nuovo Cimento 55A, 215 (1980).
- (6) M.A.Shifman, A.I.Vainshtein e V.I.Zakharov, Nucl.Phys. B147, 385 (1979); *ibid* p.448.
- (7) Para uma referência recente, vide W.Langguth e I.Montvay, DESY 84-053, Junho de 1984.
- (8) P.A.M. Dirac, Proc.Roy.Soc. 268A, 57 (1962).
- (9) P.Hasenfratz e J.Kuti, Phys.Rep. 40, 75 (1978).
- (10) Vide A.W.Thomas, em "Advances in Nuclear Physics, editado por J.W.Negele e E.Vogt, Volume 13, p.38, Plenum Press, N.York, 1984.

- (11) G.E. Brown e M.Rho, Phys.Lett. 82B, 117 (1979).
- (12) A.W.Thomas, S.Théberge e G.A.Miller, Phys.Rev. D24, 216 (1981).
- (13) R.L.Jaffe e K.Johnson, Phys.Lett. 60B, 201 (1976).
- (14) M.Chanowitz e S.Sharpe, Nucl.Phys. B222, 211 (1983).
- (15) D.W.Greenberg, Phys.Rev. 175, 2024 (1968)
- (16) R.H.Dalitz, em "High Energy Physics, École d'Eté de Physique Théorique", editado por C. de Witt e M.Jacob (Les Houches, 1965) Gordon and Breach, New York, 1966.
- (17) P.Leal Ferreira, pré-publicação IFT P-01/1984.
- (18) Marcia G.do Amaral e N.Zagury, Phys.Rev. D26, 3119(1982);ibid 27, 2668 (1983).
- (19) T.Hatsuda, Prog. Theor.Phys. 70, 1685 (1983).