

文章编号: 1007-4627(2015)01-0044-06

大 N_c 集体激发理论下的重子共振态

贾多杰^{1, 2}, 赵兴文^{1, 2}, 党文博^{1, 2}

(1. 西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070;

2. 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

摘要: 最近Diakonov考虑了大 N_c 平均场近似下重子共振态谱的海夸克效应并提出重子共振态谱的集体激发理论, 该理论恰好是 $SU(6)$ 夸克模型的一种推广。检查了Diakonov重子谱理论中介子张量势的物理含义并给出重子共振态谱公式参数的数值优化。发现, 重子共振态谱公式能够与2 GeV以下重子谱良好吻合。

关键词: 重子共振态; 平均场; 张量势; 大 N_c

中图分类号: O572.34; O413.3

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.32.01.044

1 引言

众所周知, 研究重子(包括其共振态)的构成对于理解强相互作用理论-量子色动力学(QCD)具有重要的意义。目前对重子的夸克构成有两个主要图像: 以三夸克模型(3QM)为代表的三夸克图像^[1-2], 其中夸克通过复杂的唯象有效位势束缚成重子, 以及以手征孤子模型(CSM)为代表的孤子图像^[3-7], 其中重子以玻色场的非线性孤子形式出现, 夸克自由度可以是隐含的, 也可以是明显的。三夸克图像简单直观且相当成功, 其缺点在于忽略了唯象学上重要的夸克-反夸克($q\bar{q}$)对混合, 因此即便扩大Fock态空间来包含($q\bar{q}$)混合, 该图像本质上是非相对论的, 因为真正的相对论图像容许粒子数不守恒因而模型本身容许粒子对从真空中产生。孤子图像虽然欠直观但同样是相当成功的, 它视重子共振态的构成不仅源于非相对论性的夸克激发, 而且来源于海夸克对激发和‘Gamov-Teller’跃迁^[6]。该图像的出发点是相对论场论, 因此容许重子谱构成中有($q\bar{q}$)对混合。孤

子图像继承了Skyrme模型^[3-4]原有的图像的同时, 还包括了最近在全息QCD(一个高维系统原则上可以由它在低维边界上的自由度完全描述)中的更新形式。不过, 不显含夸克的孤子模型, 虽然唯象上有效, 却很难处理一些重要问题, 例如核子中夸克和反夸克的分布。

孤子图像的理论依据是Skyrme和Witten提出的大 N_c -QCD思想, 其中将QCD从 $SU(3)$ 规范理论推广到 $SU(N_c)$ 规范理论^[3]并将 $1/N_c$ 视为隐含的微扰展开参量。Witten论证了, 大 N_c -QCD形如一个无相互作用介子场理论, 从而自然地导致奇异粒子的压低并与Regge唯象学和Zweig选择定则相一致。在手征夸克孤子模型(CQSM)^[5]中, 重子中 N_c 个价夸克处在介子的平均场(经典近似)中并具有确定的味对称性, 夸克禁闭由边界条件实现。和Skyrme等孤子模型的处理类似, 共振态的谱通过孤子的集体量子化而给出。与MIT口袋模型及三夸克模型的位势不同的是, CQSM的平均场具有味-空间对称性并在基态自发破缺为味-空间的hedgehog对称性^[6]。回到现实的 $N_c=3$, CQSM就可以

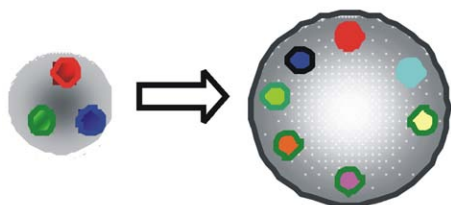


图 1 (在线彩图) CQSM的大 N_c 近似示意图

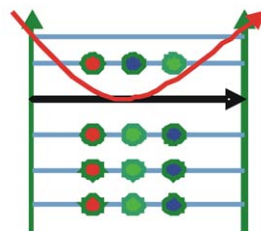


图 2 (在线彩图) CQSM集体激发能谱示意图

收稿日期: 2014-06-15; 修改日期: 2014-07-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10965005, 11265014); 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室项目

作者简介: 贾多杰(1969-), 男(藏族), 青海互助人, 博士, 教授, 从事粒子物理与核物理研究; E-mail: jiadj@nwnu.edu.cn.

给出重子共振态的集体激发谱图像(见图 1、图 2)。最近由 Diakonov 提出的重子谱理论^[6]将 3QM 和 CSM 置于一个统一的框架内, 在包含 3QM 价夸克构成和激发的同时, 容许海夸克 ($q\bar{q}$) 激发引起的高 Fock 态的混合。

本文首先扼要的回顾 Diakonov 重子谱理论的框架, 然后分析其中引入的介子张量场的意义, 接着给出重子共振态谱公式参数的数值优化, 最后通过计算得出与实验值极为吻合的结果。

2 平均场的对称性

QCD 的低能理论由手征对称性自发破缺所统辖, 其中反映内禀真空长波性质的轻赭标介子扮演着核心的角色。在大 N_c 极限下, 夸克间的多体作用可用 Hatree-Fock 平均场来近似, 由此建立单个夸克的运动方程。如果平均场是静态的, 则可以给出 u, d, s 夸克在平均场背景下的 Dirac 本征方程: $H\psi = E\psi$ 。其中 Hamilton 量为^[6]

$$H^{\text{ChQM}} = \gamma^0 \left[-i\gamma \cdot \nabla + S(x) + iP(x)\gamma^5 + \gamma^\mu V_\mu + \gamma^\mu \gamma^5 A_\mu(x) + T_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \right], \quad (1)$$

其中: $\gamma = \{\gamma^i\}$, $\sum^i = \text{diag}[\sigma_i, \sigma_i]$, $\sigma_{\mu\nu} = i/2[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ 。而 S , P , V , A , T 分别是自旋为零的标量、赭标量、矢量、轴矢量及张量平均场, 都是味道空间的矩阵。容易证明单粒子 Dirac Hamiltonian 式(1) 是满足手征对称的, 其中标量 S 项中包含了流和动力产生的夸克质量。

Diakonov 重子谱理论^[6]并未提出介子平均场的具体构形, 但其思想是, 仅仅考虑了介子平均场的对称性— $SU(3)$ 味对称和空间 $SU(3)$ 对称性—并对经典理论集体量子化之后, 即可获得重子共振态的一个(新)理论, 其全部动力学只由几个常数参量表示。具体来说, $SU(3)$ 味道×空间的对称性被平均场的“刺猬”假设所自发破缺, 变为非平凡的 $SU(2)$ 空间+同位旋的联合旋转对称性, 基态被集体量子化, 如图 3 所示。这里还假

设奇异夸克质量 m_s 也足够小以便 m_s 微扰理论在大 N_c 近似下成立(见文献 [8] 的讨论), 但由此理论所获得的关系(如经典 Gell-Mann-Okubo 或 Guadagnini^[9]) 的成功也可视为该理论成立的事后论证。

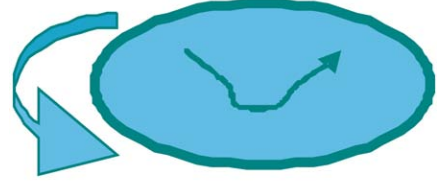


图 3 (在线彩图) 自发破缺后的味道×空间孤子基态位形, 在味道×空间空间通过味道×空间的联合转动手续被集体量子化

若动力学模型得以确定该理论还给出了出现在质量劈裂项中常数的动力学解释及其计算公式, 因为 $SU(3)$ 对称性被破坏了, 所有的场可以被分为三类。对 u, d 夸克的味空间:

$$\begin{aligned} P^a &= n^a P_0(r), \quad V_i^a = \varepsilon_{aik} n^k P_1(r), \quad a = 1 \cdots 8, \\ A_i^a &= \delta_{ia} P_2(r) + n^i n^a P_3(r), \\ T_{ij}^a &= \varepsilon_{aij} P_4(r) + \varepsilon_{bij} n^a n^b P_5(r), \\ S &= S(r), \quad V_0 = Q_1(r), \\ T_{0i}^a &= n_i Q_2(r); \end{aligned} \quad (2)$$

对 s 夸克的味空间:

$$S = R_0(r), \quad V_0 = R_1(r), \quad T_{0i}^a = n_i R_2(r). \quad (3)$$

其中不满足 $SU(2)$ 的同位旋和空间联合对称性或 C , P , T 对称性的其余的场分量为零。公式(2)和(3)称为三味刺猬假设, 其中各个场的位形取决于具体模型。然而, 即使我们不知道这些场位形, 该假设对于重子谱也会有重要的结果。

应用式(2), u, d 夸克的 Dirac 哈密顿式(1)在自旋空间展开, 可写为

$$H = \begin{bmatrix} Q_1 + Q_0 + (P_2 + 2P_4)\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\tau} + (P_3 + 2P_5)\sigma_r \tau_r & \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} + iQ_2 \sigma_r + iP_0 \tau_r + P_1(\mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} + iQ_2 \sigma_r - iP_0 \tau_r + P_1(\mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}) \cdot \boldsymbol{\sigma} & Q_1 - Q_0 + (P_2 + 2P_4)\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\tau} + (P_3 + 2P_5)\sigma_r \tau_r \end{bmatrix}. \quad (4)$$

其中 $\boldsymbol{\sigma}_r \equiv \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}$, $\tau_r \equiv \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{r}$ 。同理应用式(3), s 夸克的 Dirac 哈密顿可写为

$$H = \begin{bmatrix} R_1 + R_0 & -i\sigma_r \partial_r + \frac{i(K-1)}{r} \sigma_r + iR_2 \sigma_r \\ -i\sigma_r \partial_r - \frac{i(K+1)}{r} \sigma_r - iR_2 \sigma_r & R_1 - R_0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

由式 (2), (3), (4) 可以看出, 与 u, d 夸克耦合的介子张量 (Q_2, P_4, P_5) 项出现在 $\sigma_r \equiv \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}$, $\tau_r \equiv \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{r}$ 及其乘积前, 表明它只对夸克间的同位旋和自旋耦合有贡献, 类似于类氢原子的超精细耦合。但是与 u, d 不同, 与 s 夸克相关的介子张量 R_2 项只参与自旋相互作用。

u, d 夸克的波函数为

$$\psi_{u,d} = \begin{bmatrix} f \\ -i\sigma_r g \end{bmatrix} Z_{KK_3, K-\frac{1}{2}, K-1} + \begin{bmatrix} j(r) \\ -i\sigma_r h(r) \end{bmatrix} Z_{KK_3, K+\frac{1}{2}, K+1}, \quad (6)$$

s 夸克的波函数为

$$\psi_s = \begin{bmatrix} f(r) \\ -i\sigma_r g(r) \end{bmatrix} Z_{KK_3, K-\frac{1}{2}, K-1} + \begin{bmatrix} j(r) \\ -i\sigma_r h(r) \end{bmatrix} Z_{KK_3, K+\frac{1}{2}, K+1}$$

由本征方程 $H\psi = E\psi$ 可得

$$H\psi_{u,d} = \begin{bmatrix} H^{11}(fZ^{(-)} + jZ^{(+)}) + H^{12}(-i\sigma_r gZ^{(-)} - i\sigma_r hZ^{(+)}) \\ H^{21}(fZ^{(-)} + jZ^{(+)}) + H^{22}(-i\sigma_r gZ^{(-)} - i\sigma_r hZ^{(+)}) \end{bmatrix} = E\psi_{u,d} \quad (7)$$

由此给出

$$\begin{aligned} H^{11}(fZ^{(-)} + jZ^{(+)}) + H^{12}(-i\sigma_r gZ^{(-)} - i\sigma_r hZ^{(+)}) &= EfZ^{(-)} + EjZ^{(+)}, \\ H^{21}(fZ^{(-)} + jZ^{(+)}) + H^{22}(-i\sigma_r gZ^{(-)} - i\sigma_r hZ^{(+)}) &= -i\sigma_r EgZ^{(-)} - i\sigma_r EhZ^{(+)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$Z_{kk_3, k-\frac{1}{2}, k-1}^{(\pm)} = \begin{bmatrix} -e \left(\frac{K-eK^{(l)}}{2K^{(l)}} \right)^{\frac{1}{2}} \Omega_{jl, k_3-\frac{1}{2}} \\ \left(\frac{K+eK_3^{(l)}}{2K^{(l)}} \right)^{\frac{1}{2}} \Omega_{jl, k_3+\frac{1}{2}} \end{bmatrix}, \quad (e = +1, -1)$$

因为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} &= \frac{\sigma_r}{i} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{i(K-1)}{r} \sigma_r \\ (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})^\dagger &= \frac{\sigma_r}{i} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{i(K+1)}{r} \sigma_r \end{aligned} \quad (9)$$

将式 (9) 代入式 (8), 经过化简得出 u/d 夸克 [宇称为 $(-1)^{K+1}$] 的运动方程组:

$$\begin{aligned} (E - Q_0 - Q_1 - Q_2 - Q_4 + \frac{P_3 + P_5}{2K+1})f &= \\ \left[-\frac{d}{dr} - \frac{K+1}{r} + Q_2 - P_1 - \frac{P_0 - P_1}{2K+1} \right]g &- \\ \frac{P_0 - P_1}{2K+1}b_K h + \frac{P_3 + P_5}{2K+1}b_K j, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (E + Q_0 - Q_1 + P_2 - P_4 + \frac{P_3 - P_5 + 2P_3 - 2P_4}{2K+1})g &= \\ \left[\frac{d}{dr} - \frac{K-1}{r} + Q_2 - P_1 - \frac{P_0 - P_1}{2K+1} \right]f &- \\ \frac{P_0 - P_1}{2K+1}b_K j + \frac{P_3 - P_5 + 2P_2 - 2P_4}{2K+1}b_K h, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (E + Q_0 - Q_1 + P_2 - P_4 + \frac{P_3 - P_5 + 2P_3 - 2P_4}{2K+1})h &= \\ \left[\frac{d}{dr} + \frac{K+2}{r} + Q_2 - P_1 + \frac{P_0 - P_1}{2K+1} \right]j &- \\ \frac{P_0 - P_1}{2K+1}b_K f + \frac{P_3 - P_5 + 2P_2 - 2P_4}{2K+1}b_K g, & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (E - Q_0 - Q_1 - P_2 - P_4 + \frac{P_3 - P_5 + 2P_3 - 2P_4}{2K+1})h &= \\ \left[-\frac{d}{dr} + \frac{K}{r} + Q_2 - P_1 + \frac{P_0 - P_1}{2K+1} \right]h &- \\ \frac{P_0 - P_1}{2K+1}b_K g + \frac{P_3 + P_5}{2K+1}b_K f, & \end{aligned} \quad (10)$$

对于宇称为 $(-1)^{J-1/2}$ 的 s 夸克, 运动方程为

$$\begin{aligned} (E - R_0 - R_1)f &= \left[-\frac{d}{dr} - \frac{J+3/2}{r} + R_2 \right]g, \\ (E + R_0 - R_1)g &= \left[\frac{d}{dr} + \frac{-J+1/2}{r} + R_2 \right]f, \end{aligned} \quad (11)$$

对于其它宇称的运动方程, 可以类似给出, 具体参见文献[6]。

每个夸克能级都伴随着态的转动能谱^[5-6], 它来自味道+普通空间慢转动模式的量子化。由于 $SU(3)$ 味道 $\times SO(3)$ 空间对称性被平均场的三味刺猾假设式 (2) 和 (3) 自发破缺到非平凡的 $SU(2)$ 空间+同位旋的联合旋转对称性, 所以孤子在转动之下非线性地变换。含时的慢转动(空间+自旋转动 $S(t) \in SU(2)$, 味道空间转动 $R(t) \in SU(3)$) 作为介子场 M 的一种特定类型的量子涨落, 将能级分裂成一系列转动能带。可以利用有效拉氏量 $S_{\text{eff}} = \int dt \mathcal{L}(M) - i \sum_c \text{Tr} \ln \left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}[M] \right\}$ 在转动下的响应

$$S_{\text{eff}} = \int dt \mathcal{L}_{\text{meson}}(\bar{M} + \delta M, \bar{\Omega}, \bar{\omega}) - i \sum_c \text{Tr} \ln \left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}(\bar{M} + \delta M) - \bar{\Omega}_a t_a - \bar{\omega}_i j_i \right\}$$

来定量分析, 其中 $\bar{\Omega}_a, \bar{\omega}_i$ 为味道转动及空间转动的定轴转动频率。考虑定轴转动的混合, 并利用变分法计算至二阶, 得到转动能谱的哈密顿为^[6]

$$\mathcal{H}_{\text{rot}} = \sum_{a=1}^3 \frac{\tilde{T}_a^2}{2I_1} + \sum_{a=4}^7 \frac{\tilde{T}_a^2}{2I_2} = \frac{c_2(r) - \tilde{T}(\tilde{T}+1) - 3\tilde{Y}^2/4}{2I_2} + \frac{\tilde{T}(\tilde{T}+1)}{2I_1}.$$

其中: $c_2(r)$ 为 $SU(3)$ 卡西米尔算符; I_1, I_2 是转动惯性矩; \tilde{T}, \tilde{Y} 分别为同位旋和超荷算符。波函数由两个转动的 Wigner 函数的乘积给出。

以上基态转动能谱公式推导中, 一阶变分因服从运动方程而为零, 故仅留下二阶变分。然而, 夸克激发的转动能谱需要计及非零的一阶变分涨落, 因为此时的平均场并非基态对应的平均场, 它随着激发而自洽调整, 从而一阶变分因不服从运动方程而非零。考虑了这些因素(包括不同转动的混合)以及采用线性响应近似后, 含时变分将给出如下的基态和单夸克激发转动能谱(E_k 对应 u/d 夸克, E_s 对应 s 夸克):

$$E_k = \frac{c_2(r) - \tilde{T}(\tilde{T}+1) - 3\tilde{Y}^2/4}{2I_2} + \frac{1}{2I_1} \left[a_K J(J+1) + (1-a_K)\tilde{T}(\tilde{T}+1) - a_K(1-a_K)K(K+1) \right],$$

$$E_s = \frac{c_2(r) - \tilde{T}(\tilde{T}+1) - 3\tilde{Y}^2/4}{2I_2} + \frac{1}{2I_1} [(1-a_K)\tilde{T}(\tilde{T}+1) - \zeta_S J(J+1) + \zeta_S(1+\zeta_S)S(S+1)].$$

其中: a_K, ζ_S 是线性响应系数, $J, K = \tilde{T} + J$ 分别为总角动量和巨自旋。当考虑了孤子能量(M_0), 能移(ΔE)以及奇数 X (极小夸克-反夸克对数目)之后, 重子的谱公式可由下式给出:

$$\mathcal{M}_K = M_0 + \Delta E + \frac{1}{2I_1} \left[a_K J(J+1) + (1-a_K)\tilde{T}(\tilde{T}+1) - a_K(1-a_K)K(K+1) + \frac{1}{2I_2} (1+X)(2+3X) \right]. \quad (12)$$

3 质量分裂

$SU(3)$ 破缺下的物理态除了纯粹的八重态、十重态、反十重态, 还包括 m_s 的混合能级。计算八重态和十重态粒子的质量分裂结果如下:

$$\begin{aligned} M_N &= M_8 - \frac{7}{4}\mu_1^{(8)} - \mu_2^{(8)}, & M_\Lambda &= M_8 - \mu_1^{(8)}, \\ M_\Sigma &= M_8 + \mu_1^{(8)}, & M_\Xi &= M_8 + \frac{3}{4}\mu_1^{(8)} + \mu_2^{(8)}, \\ M_\Lambda &= M_{10} - \mu^{(10)}, & M_\Omega &= M_{10} + 2\mu^{(10)} \end{aligned} \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} M_8 &= \frac{(2M_N + 2M_\Xi + 3M_\Sigma + M_\Lambda)}{8} \approx 1156 \text{ MeV}, \\ M_{10} &= \frac{(4M_\Delta + 3M_{\Sigma^*} + 2M_{\Xi^*} + M_\Omega)}{10} \approx 1380 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

由 Guzey^[10]可知, M_8 是八重态中心, M_{10} 是十重态中心; 我们取其唯象值。八重态和十重态粒子的质量分裂所对应的 $\mu_1^{(8)}, \mu_2^{(8)}, \mu^{(10)}$ 如下:

$$\begin{aligned} N: \mu_1^{(8)} &= -\frac{\alpha}{10} - \frac{3\gamma}{4} - \frac{9\delta}{10}, \\ \mu_2^{(8)} &= -\frac{\alpha}{8} - \beta + \frac{25\gamma}{16} + \frac{15\delta}{8}, \\ \Lambda: \mu_1^{(8)} &= -\frac{\alpha}{10} + \frac{\gamma}{20} + \frac{3\delta}{10}, \\ \Sigma: \mu_1^{(8)} &= -\frac{\alpha}{10} + \frac{\gamma}{4} + \frac{3\delta}{5}, \\ \Xi: \mu_1^{(8)} &= -\frac{\alpha}{10} - \frac{11\gamma}{20} - \frac{3\delta}{5}, \\ \mu_2^{(8)} &= -\frac{\alpha}{8} - \beta + \frac{55\gamma}{48} - \frac{5\delta}{4}, \\ \Delta: \mu^{(10)} &= -\frac{\alpha}{8} - \beta + \frac{5\gamma}{16}, \\ \Omega: \mu^{(10)} &= -\frac{\alpha}{8} - \beta - \frac{35\gamma}{48} + \frac{5\delta}{8}, \end{aligned}$$

计算过程如下, 将 $\mu_1^{(8)}, \mu_2^{(8)}, \mu^{(10)}, M_8, M_{10}$ 带入式(13)可分别得各粒子的质量公式:

$$\begin{aligned}
 M_N &= 1156 - \frac{1}{5} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma - \frac{1}{6} m_s \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right) - \\
 &\quad \frac{1}{5} \frac{m_s k_2}{I_2} - \frac{23}{10} \left(d_k - \frac{k_1}{I_1} \tilde{a}_k \right), \\
 M_\Lambda &= 1156 - \frac{1}{15} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma + \frac{1}{10} \frac{m_s k_2}{I_2} - \\
 &\quad \frac{1}{30} m_s \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right) - \frac{1}{5} m_s \left(d_k - \frac{k_1}{I_1} \right), \\
 M_\Sigma &= 1156 + \frac{1}{5} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma - \frac{1}{10} \frac{m_s k_2}{I_2} + \\
 &\quad \frac{1}{6} m_s \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right) + \frac{2m_s}{5} \left(d_k - \frac{k_1}{I_1} \tilde{a}_k \right), \\
 M_\Xi &= 1156 + \frac{2}{15} \left(\frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma \right) + \frac{4}{5} \frac{m_s k_2}{I_2} - \\
 &\quad 0.839 m_s \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right) - \frac{17}{15} m_s \left(d_k - \frac{k_1}{I_1} \tilde{a}_k \right), \\
 M_\Delta &= 1156 - \frac{1}{12} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma - \frac{7}{8} \frac{m_s k_2}{I_2} - \\
 &\quad \frac{15m_s}{24} \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right), \\
 M_\Omega &= 1380 + \frac{1}{6} \frac{m_s}{m_u + m_d} \Sigma + \frac{7}{4} \frac{m_s k_2}{I_2} - \\
 &\quad \frac{3}{8} m_s \left(\frac{k_1}{I_1} - \frac{k_2}{I_2} \right) - \frac{3}{2} \left(d_k - \frac{k_1}{I_1} \tilde{a}_k \right). \quad (14)
 \end{aligned}$$

由上述公式计算的结果与实验数据比较如图(4), 其中经过优化的参数值为

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 1.5, \quad I_2 = -1.5, \quad K_1 = 3, \quad K_3 = -3, \\
 d_k &= 0.2, \quad c_k = 0.2, \quad K_1 = 3, \quad \tilde{a}_k = -0.35.
 \end{aligned}$$

可以看出, 这种重子共振态质谱的计算结果与实验值数据一致。

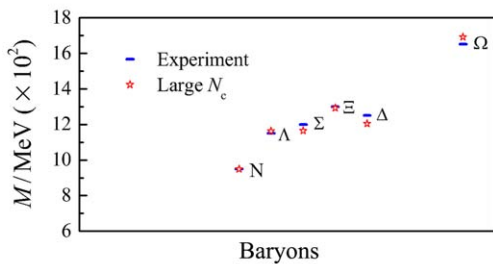


图 4 (在线彩图) 在大 N_c 平均场近似下八重态和十重态粒子的质量分裂的理论结果和实验结果

$m_\Sigma - m_N = \frac{1}{2}(m_\Xi - m_N) + \frac{3}{4}(m_\Xi - m_\Lambda)$ 用著名的 Gell-Mann-Okubo 公式可再次验证我们的计算结果, 见图(5), 其中比较了大 N_c 与格点 QCD 夸克模型计算结果, 线段的左端点为 Gell-Mann-Okubo 公式左边数值结果, 右端点为公式右边相对应的结果。从图(5)我

们可以看出, 除了格点结果外, 大 N_c 平均场计算与实验结果较靠近。

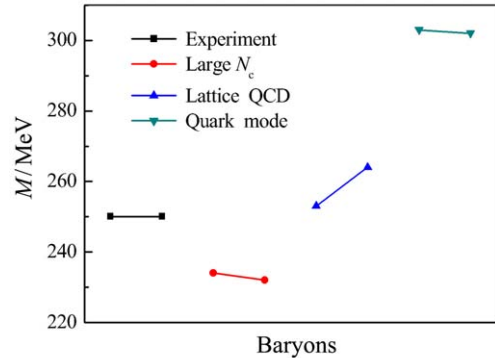


图 5 (在线彩图) 比较了大 N_c 和格点 QCD、夸克模型、实验值对 Gell-Mann-Okubo 公式两边取值的计算结果线段的左端和右端分别对应公式两边的取值。

4 总结

大 N_c 平均场理论可以很好地描述重子共振态谱, 其中重子不仅有三个(或 N_c 个)夸克组成, 还包括额外的夸克—反夸克对。本文检查了 Diakonov 重子谱理论中 介子张量势的物理含义, 表明它引起夸克间的同位旋和自旋之间的耦合, 类似于类氢原子的超精细耦合; 同时给出重子共振态谱公式参数的数值优化。我们发现, 忽略海夸克对混合, 重子共振态谱公式能够与 2 GeV 以下重子谱良好吻合。

参考文献:

- [1] DC RUJULA A, GEORGI H, GLASHOW S L. Phys Rev D, 1975, **12**: 147.
- [2] GODFREY S, ISGUR N. Phys Rev D, 1985, **32**: 189.
- [3] SKYRME T H R. Nucl Phys, 1962, **31**: 556; WITTEN E. Nucl Phys B, 1979, **160**: 57.
- [4] ADKINS G S, NAPPI C R, WITTEN E. Nucl Phys B, 1983, **228**: 552.
- [5] DIAKONOV D, PETROV V. JETP Lett, 1986, **43**: 75; DIAKONOV D. JETP Letters, 2009, **90**: 40.
- [6] DIAKONOV D. Phys Rev D, 2013, **88**: 074030.
- [7] ZHANG Jinhu, JIA Duo jie, WANG Xiaowei. Nucl Phys Rev, 2012, **29**(1): 57. (in Chinese) (张金虎, 贾多杰, 王晓维. 原子核物理评论, 2012, **29**(1): 57.)
- [8] CALLAN C G, KLEBANOV I R. Nucl phys B, 1985, **262**: 365.
- [9] GUADAGNINI E. Nucl phys B, 1984, **236**: 35.
- [10] GUZEY V, POLYAKOV M. Ann phys (Amsterdam), 2004, **13**: 673.

Baryon Resonances in the Large N_c Collective Theory

JIA Duojie^{1, 2}, ZHAO Xingwen^{1, 2}, DANG Wenbo^{1, 2}

(1. College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;

2. Key Laboratory of Atomic Molecular Physics & Functional Materials of Gansu Province, Lanzhou 730070, China)

Abstract: Recently, Diakonov considered the sea quark effect of baryon resonance spectrum in the large N_c mean field approximation and put forward the collective excitation theory of baryon resonance spectrum, which is an extension of the $SU(6)$ quark model. In this paper we examine the implications of the meson tensor potential of the Diakonov's baryon spectrum theory and provide a numerical optimization of the parameters in the baryon resonance spectrum formula. The resulted baryon resonance spectrum formula is in good agreement with the spectra data below 2 GeV.

Key words: baryon resonance; mean field; tensor potential; large N_c

Received date: 15 Jun. 2014; **Revised date:** 10 Jul. 2014

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (10965005, 11265014); Project of Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics and Functional Materials of Gansu Province

Corresponding author: JIA Duojie, E-mail: jiadj@nwnu.edu.cn.

<http://www.npr.ac.cn>