

非奇异重子谱的非微扰效应*

陈 洪¹⁾

张 宗 焯

(西南师范大学物理系 重庆 630715) (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1995-12-07 收稿

摘 要

在组态混合下, 通过解三夸克系统的薛定谔方程, 研究了 N 和 Δ 的能谱. 考虑的夸克-夸克相互作用位, 除通常的微扰单胶子交换位外, 还包括两个具有非微扰效应的位, 即具有色屏蔽效应的禁闭位和由手征破缺产生的 π 和 σ 交换位. 所得到的重子谱表明非微扰效应改进了理论与实验的符合程度, 从而给出了 N 和 Δ 体系较好的描述.

关键词 重子谱, 色屏蔽, 手征场.

1 引 言

夸克势模型在解释强子谱及其静态性质方面已取得了很大成功, 其主要原因在于代表微扰胶子效应的有效单胶子交换势(OGEP)中的色磁相互作用有恰当的自旋依赖, 能产生谱的超精细劈裂. 然而, 也还存在一些问题, 其中最突出的是: 为产生足够的超精细劈裂(例如, N- Δ 质量差), 强耦合常数 α_s 必须是 QCD 期望值的两倍以上, 其典型值约为^[1], 这很难认为是多胶子交换的微扰截断; 基于上述夸克模型计算的 η - η' 介子质量差比观察值小几百个 MeV, 即所谓 U_A^1 对称破坏问题^[2]; 最近质子自旋结构的实验研究也表明上述简单的夸克模型必须修正^[3], 因此必须考虑夸克模型在对强子性质的描述中可能丢掉了新的物理机制.

近年来的研究表明, 部分中短程非微扰效应能用 $\langle G_{\mu\nu}^a, G^{\mu\nu a} \rangle$ 和 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \dots$ 等夸克-胶子凝聚进行半唯象半理论描述^[4]. 基于这个图象, 人们已从不同角度得到了低动量有效拉氏量^[5,6], 从而得到了夸克间通过交换手征 π 和 σ 介子场的相互作用. 使用具有非微扰效应的色屏蔽禁闭位, 人们对强子谱已作了研究^[7]; 考虑夸克与手征场相互作用所提供的中程非微扰效应, 也对 N-N 相互作用作了初步研究^[8]. 结果表明这些非微扰效应在强子谱和 N-N 相互作用中是必不可少的. 这些非微扰效应有可能克服上述强子谱遇到

* 国家自然科学基金资助.

1) 现为中国科学院高能物理研究所博士生.

的困难, 因为超精细劈裂的相当一部分源于这种中程非微扰相互作用所提供的自旋依赖项.

本文的目的就是分析这些非微扰效应, 特别是中程的非微扰效应对 N 和 Δ 能谱的影响.

2 非相对论夸克模型

2.1 哈密顿量

在组分夸克模型中, 重子由三个夸克组成. 对非奇异重子体系, 系统的哈密顿量为

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

这里

$$H_0 = \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m} - K_G + 3m + V_0, \quad (2)$$

$$V = \sum_{i < j} (V_{ij}^{\text{OGE}} + V_{ij}^{\text{Conf.}} + V_{ij}^{\text{O}\sigma\text{E}} + V_{ij}^{\text{O}\sigma\sigma\text{E}}). \quad (3)$$

在方程(2)中, m 和 p_i 分别是夸克的质量和第 i 个夸克的动量, K_G 是质心运动的动能.

方程(3)中的第一项, V_{ij}^{OGE} , 是单胶子交换位^[1]

$$V_{ij}^{\text{OGE}} = \alpha_s \cdot \frac{\lambda_i \cdot \lambda_j}{4} \left\{ \frac{1}{r_{ij}} - \frac{2\pi}{3m^2} (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) \delta(r_{ij}) - \frac{1}{4m^2} \frac{1}{r_{ij}^3} S_{ij} \right\}, \quad (4)$$

其中

$$S_{ij} = 3(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij}) - \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j,$$

$$\lambda_i \cdot \lambda_j = \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_i^\alpha \cdot \lambda_j^\alpha,$$

$\boldsymbol{\sigma}_i$ 和 λ_i^α 分别是第 i 个夸克的泡利算子和色 $SU(3)$ 的第 α 个生成算子.

方程(3)中的第二项, $V_{ij}^{\text{Conf.}}$, 是色禁闭位, 它起把夸克禁闭在色单态强子中的作用. 在此, 分别唯象地取下列四种形式^[7]

$$V_{ij}^{\text{Conf.}} = \begin{cases} -\frac{1}{4} \lambda_i \cdot \lambda_j a_1 r_{ij} \\ -\frac{1}{4} \lambda_i \cdot \lambda_j a_2 r_{ij}^2 \\ -\frac{1}{4} \lambda_i \cdot \lambda_j a_3 [1 - \exp(-\mu_1 r_{ij})] \\ -\frac{1}{4} \lambda_i \cdot \lambda_j a_4 \operatorname{erf}(\mu_2 r_{ij}) \end{cases}, \quad (5)$$

其中前两种是不包含色屏蔽的线性位和谐振子位; 后两者是包含色屏蔽效应的指数位和误差位.

方程(3)中的第三项和第四项, $V_{ij}^{\text{O}\sigma\text{E}}$ 和 $V_{ij}^{\text{O}\sigma\sigma\text{E}}$, 是在考虑了手征对称性要求后引入的两夸克间通过交换单手征场的相互作用位, 其形式为^[5,6]

$$V_{ij}^{\text{OPE}} = \alpha_{\text{ch}} \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - m_\pi^2} \cdot \frac{1}{12m^2} \{ [m_\pi^3 Y(m_\pi r_{ij}) - \Lambda^3 Y(\Lambda r_{ij})] \cdot (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) + [m_\pi^3 H(m_\pi r_{ij}) - \Lambda^3 H(\Lambda r_{ij})] S_{ij} \} \cdot (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j), \quad (6)$$

$$V_{ij}^{\text{OPE}} = -\alpha_{\text{ch}} \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - m_\sigma^2} \cdot \left\{ [m_\sigma Y(m_\sigma r_{ij}) - \Lambda Y(\Lambda r_{ij})] - \frac{1}{4m^2} [m_\sigma^3 Y(m_\sigma r_{ij}) - \Lambda^3 Y(\Lambda r_{ij})] \right\}, \quad (7)$$

其中 m_π (m_σ) 是 π (σ) 介子质量, $\alpha_{\text{ch}} = \frac{g_{\text{ch}}^2}{4\pi}$ 是手征耦合常数, Λ 是手征破缺标度. $Y(x)$

和 $H(x)$ 是 Yukawa 函数, 定义如下:

$$Y(x) = \frac{1}{x} e^{-x}, \quad H(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) Y(x). \quad (8)$$

本文重点是讨论其对重子谱的影响.

2.2 波函数

我们将重子体系的波函数物理地分成具有内部轨道、味-自旋和色空间对称性的波函数的乘积形式. 这样, 重子相应于下列三夸克组态

$$\psi_{JT}^P(3q) = [\varphi_{NL}^P(\vec{\lambda}, \vec{\rho}) \otimes \chi_{S(T)}(3q)]_{[3]}^T \otimes \chi_{[111]}^C, \quad (9)$$

其中 $\varphi(\vec{\lambda}, \vec{\rho})$ 是重子的内部轨道波函数, $\vec{\lambda}$ 和 $\vec{\rho}$ 是雅可比坐标, 其定义为

$$\vec{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad \vec{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3). \quad (10)$$

通常用谐振子模型来描述重子三个夸克的空间运动. 在夸克质量不变极限下, 它等价于六个一维谐振子, 因此, 空间波函数具有 $SU(6)$ 简并对称性. 正如文献中讨论过的那样, 任何与谐振子势不同的附加势 $U(r)$ 将劈裂简并为 $SO(3) \times S_3$, 因此, 我们采用 $SU(6) \supset SO(3) \times S_3$ 分类基. 由于我们考虑的哈密顿量(1), 总角动量 J , 宇称 P 和同位旋 T 是好量子数, 我们已将轨道波函数和自旋-味波函数 $\chi_{S(T)}$ 耦合成了具有这些好量子数的全对称[3]波函数.

早期重子谱研究中取单个具有确定角动量的谐振子波函数, 由于不能给出夸克的正确的相关行为, 所计算的谱较实验值高很多. 为恰当地反映重子内夸克的相关行为, 我们考虑了组态混合. 严格地讲, 总可把重子空间波函数用谐振子基完备集展开. 因此, 重子体系的组态混合波函数可表示为

$$\psi_{JT}^P(3q) = \sum_{NLS} a_{NLS} [\varphi_{NL}^P(\vec{\lambda}, \vec{\rho}) \otimes \chi_{S(T)}(3q)]_{[3]}^T \otimes \chi_{[111]}^C, \quad (11)$$

式中具有确定主量子数 N 和角量子数 L 的谐振子 $SU(6) \supset SO(3) \times S_3$ 分类基 $\phi_{NL}^p(\vec{\lambda}, \vec{p})$ 可按文献[9]的方法给出. 在本文的计算中, 只考虑了 $N \leq 4$ 以内的组态.

2.3 参数的确定

在我们所考虑的模型中, 存在参数: 有效夸克质量 m 、基函数的谐振子宽度参数 b 、有效夸克-胶子耦合常数 α_s 、手征耦合常数 α_{ch} 、手征破缺标度 Λ 以及零点能 V_0 . 对色屏蔽位还有屏蔽参数 μ . 这些参数将由一定的物理条件和重子的可观测量性质决定.

有效夸克质量 m 约取为核子质量的 $\frac{1}{3}$ 倍, 即 $m = 300 \text{ MeV}$, 这也与核子的磁矩值相一致.

π 介子质量取物理质量, 约为 138 MeV . σ 介子质量由 PCAC 提供的关系 $^{(10)}m_\sigma^2 = (2m)^2 + m_\pi^2$ 定出, 大约在 $650 - 700 \text{ MeV}$, 我们选择 650 MeV .

谐振子宽度参数 b 由核子内夸克电荷的均方根半径决定. 在此模型中它是

$$b = \left\langle \frac{2}{3} r^2 \right\rangle^{1/2}. \quad (12)$$

考虑到核子周围的介子云效应, 我们使用值 $b = 0.5 \text{ fm}$.

手征耦合常数 α_{ch} 由 π -N 耦合常数决定^[6,8]

$$\alpha_{ch} = \left(\frac{3}{5} \right)^2 \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \cdot \frac{m^2}{m_N^2}. \quad (13)$$

拟合实验值 $g_{\pi NN}^2 / 4\pi = 14.8$, 得到 $\alpha_{ch} = 0.567$.

手征破缺标度 Λ , 文献[11]根据它与 π -N 截断质量 $\Lambda_{\pi N}$ 的关系^[12] $\Lambda_{\pi N}^2 = \frac{6}{b^2} + \frac{3}{\Lambda^2}$ 限制的允许值范围为 $[2.16, 5.76] \text{ fm}^{-1}$. 我们遵从文献[8]取为 4.2 fm^{-1} , 因为此值能很好地拟合 N-N 散射相移的计算.

一旦固定了 m, b, Λ 和 α_{ch} , 夸克-胶子耦合常数 α_s 就可由 N 和 Δ 质量劈裂 $m_\Delta - m_N = 293 \text{ MeV}$ 定出. 此质量劈裂值应来自单胶子和单 π 介子交换势中的 $SU(4)$ 破缺项—— $\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$, 即

$$m_\Delta - m_N = 3(O + P). \quad (14)$$

这儿 O 和 P 分别来自 V_{ij}^{OGE} 和 V_{ij}^{ONE} 的贡献, 它们几乎各自占超精细劈裂值的一半. 由此定出的 $\alpha_s = 0.310$. 与无手征场贡献定出的值 $\alpha_s = 0.807$ 相比较, 更好地符合这个能区对 α_s 的要求.

色屏蔽来自格点理论计算的 $q\bar{q}$ 激发, μ^{-1} 是屏蔽长度, 预期 $\mu^{-1} \sim 0.8 - 2.0 \text{ fm}$. 在实际计算中, 我们发现, 在一个较宽的范围内, 结果对 μ 不敏感. 对指数位取 $\mu_1 = 1.2 \text{ fm}^{-1}$, 对误差位取 $\mu_2 = 0.8 \text{ fm}^{-1}$.

最后, 禁闭位强度 a 和零点能 V_0 可由下列两个物理条件定出

$$E [56, 0^+]_0 = 1085 \text{ MeV},$$

$$\frac{\partial E\left({}^2\text{N}[56, 0^+]_0 \frac{1}{2}^+\right)}{\partial b} = 0.$$

满足以上条件的参数值在表 1 中给出.

表 1(a)

m_q	b	α_{ch}	m_σ	m_π	Λ
0.3GeV	0.5 fm	0.567	0.650GeV	0.138GeV	0.829GeV

表 1(b)

V		α_s	a_i	μ_i	V_0
$V = V^{obs} +$	V^{lin}	0.807	$0.383\text{GeV} \cdot \text{fm}^{-1}$		-0.366GeV
	V^{har}		$0.201\text{GeV} \cdot \text{fm}^{-2}$		-0.163GeV
	V^{exp}		0.910GeV	1.2fm^{-1}	-0.703GeV
	V^{err}		0.743GeV	0.8fm^{-1}	-0.602GeV
$V = V^{obs} + V^\sigma + V^\pi +$	V^{lin}	0.310	$0.180\text{GeV} \cdot \text{fm}^{-1}$		-0.178GeV
	V^{har}		$0.096\text{GeV} \cdot \text{fm}^{-2}$		-0.082GeV
	V^{exp}		0.428GeV	1.2fm^{-1}	-0.336GeV
	V^{err}		0.350GeV	0.8fm^{-1}	-0.280GeV

3 计算结果与讨论

根据我们考虑模型, 重子谱不仅来自单胶子交换的贡献, 也有来自禁闭位和手征场所提供的非微扰效应的贡献. 为了更清楚地看出来自手征场的非微扰效应对重子谱的贡献, 我们首先分析没有手征场时色屏蔽效应对重子谱的影响. 图 1 所示为核子 $\frac{1}{2}^+$ 能谱, (a) 为实验值, 取自文献[13], (b)–(e) 分别是考虑组态混合效应对线性位、谐振子位、指数位和误差位的理论计算值. 从 (b)–(e) 的比较可以看出, 色屏蔽效应的考虑使组态混合后的能谱下降了约 20—50MeV, 并且误差函数的禁闭位下降得最多, 例如, 组态混合后的 $[56, 0^+]_2 \frac{1}{2}^+$ 指数位和误差位与谐振子位相比较分别下降了约 40MeV 和 50MeV. 由此可知, 在没有手征场时, 考虑色屏蔽效应对重子谱的理论计算结果有明显的改善, 而且以误差位为最佳. 因此, 以下我们分析手征场对重子谱的影响时, 将以组态混合下误差位的结果为基础.

从图 1(a) 和 (e) 可以看出, 在不考虑手征场的情况下, 色屏蔽效应虽然对重子谱有明显的改进, 但理论计算值与实验比较仍然较高, 且 ${}^2\text{N}[56, 0^+]_2 \frac{1}{2}^+$ 和 ${}^2\text{N}[70, 0^+]_2$

$\frac{1}{2}^+$ 两能级之间的距离也较实验结果小很多. 考虑手征场的非微扰效应后从表 1 的误差位参数值所得结果如图 1(f) 所示, 与无手征场的相应结果图 1(e) 比较, 可见手征场的中

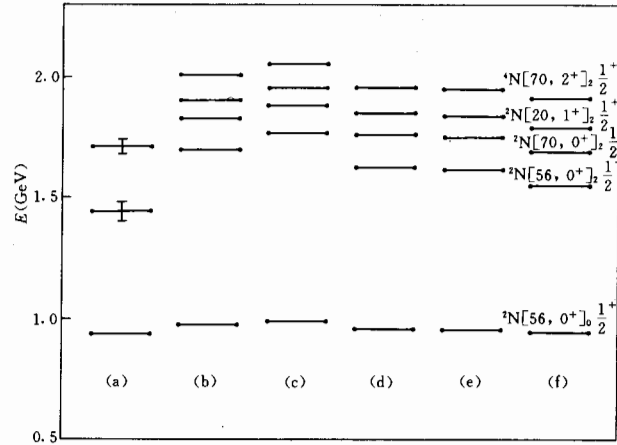


图 1 核子 $\frac{1}{2}^+$ 能谱

(a) 实验值, 取自文献[13]; (b)、(c)、(d)和(e)分别是线性位、谐振子位、指数位和误差位的理论计算值; (f)是考虑手征场后(e)的相应计算结果.

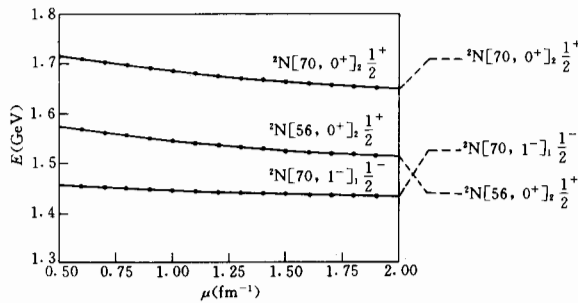


图 2 核子三个激发能级: ${}^2N[56, 0^+]_{\frac{1}{2}^+}$ 、 ${}^2N[70, 0^+]_{\frac{1}{2}^+}$ 和 ${}^2N[70, 1^-]_{\frac{1}{2}^-}$ 随误差位的屏蔽参数 μ 的变化关系
右边水平虚线为这三个能级的实验值^[13].

程非微扰效应的影响是非常的明显, 例如, 它使 ${}^2N[56, 0^+]_{\frac{1}{2}^+}$ 下降了约 64 MeV, 且该能级与 ${}^2N[70, 0^+]_{\frac{1}{2}^+}$ 之差也稍有加大. 这一结果对误差位的屏蔽参数 μ 的变化并不敏感, 这可从图 2 清楚地看出, 这也正是我们在计算中取定误差位的屏蔽参数 $\mu = 0.8 \text{ fm}^{-1}$ 的原因.

手征 π 介子相互作用对重子谱的影响, 还可以从核子的两个最低激发态 ${}^2N[56, 0^+]_{\frac{1}{2}^+}$ 与 ${}^2N[70, 1^-]_{\frac{1}{2}^-}$

$\frac{1}{2}^-$ 的能级次序看出. 实验上, 这两个能级的值大约是 1.440 GeV 和 1.540 GeV, 它们之差为 100 MeV. 理论上, 这两个能级的值在没有手征场时分别为 1.615 GeV 和 1.477 GeV, 二者之差为 138 MeV, 能级次序与实验比较, 刚好相反; 考虑手征场后, 这两个能级的值, 从图 2 可以看出, 分别为 1.550 GeV 和 1.450 GeV, 二者之差为 100 MeV, 虽然能级次

序与实验比较仍然相反, 但与无手征场的情况比较, 还是改进了约 40MeV。至于能级的绝对次序, 就这里考虑的模型而言, 可能与组态截断 ($N \leq 4$) 过早有一定关系。

最后, 我们将考虑组态混合、色屏蔽(误差位)和手征场的非微扰效应后对重子谱的计算结果绘于图 3 和图 4(只绘了 2.5GeV 以内的能级)

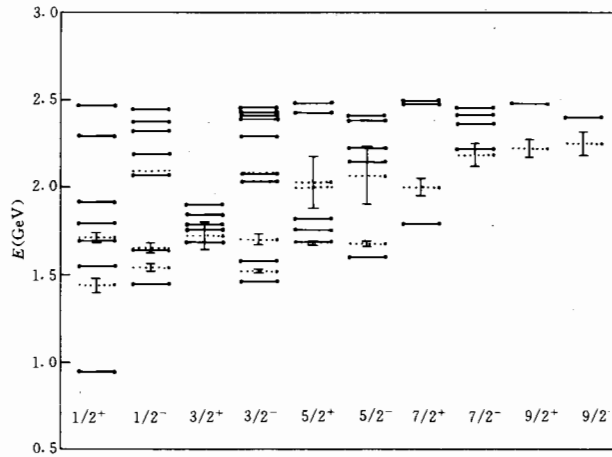


图 3 N 能谱

水平实线为理论计算结果; 水平虚线为实验值^[13], 其误差范围也在图中用垂直实线标出。

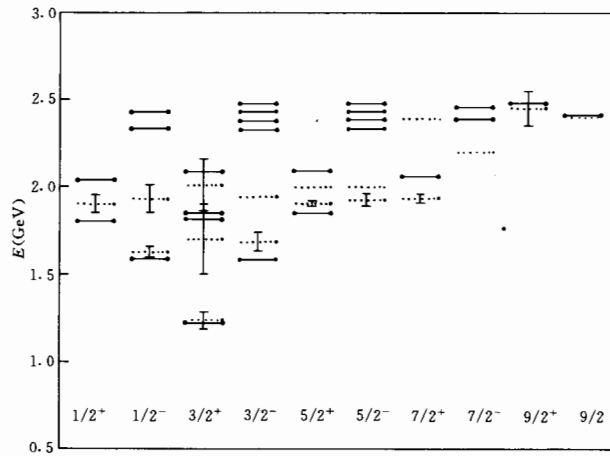


图 4 Δ 能谱

说明与图 3 相同。

综合以上分析, 可以看到, 在重子谱的计算中, 色屏蔽和手征场的非微扰效应对重子谱的理论结果起了一定的改进作用。这与 N-N 相互作用研究中这些非微扰效应起着重要作用的结论是自恰的。但是仍未能给出 ${}^2\text{N} [56, 0^+]_2 \frac{1}{2}^+$ 与 ${}^2\text{N} [70, 1^-]_1 \frac{1}{2}^-$ 的实验次序, 这预示有可能需要在重子结构中进一步考虑其它的组态。

作者陈洪感谢余友文、沈彭年和董宇兵给予的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] A. D. Rūjula, H. Georgi, S. L. Glashow, *Phys. Rev.*, **D12**(1975)147.
[2] O. Morimatsu, M. Takizawa, *Nucl. Phys.*, **A554**(1993)635.
[3] J. Ashman *et al.*, *Phys. Lett.*, **B206**(1988)364.
[4] M. Shifman, A. Rainshten, V. Zakharov, *Nucl. Phys.*, **B147**(1979)385; W. Lucha, F. F. Schrobel, D. Gromes, *Phys. Rept.*, **200**(1991)124.
[5] D. I. Diakonov, V. Y. Petrov, M. Prassalowicz, *Nucl. Phys.*, **B323**(1989)53.
[6] I. T. Obukhosky, A. M. Kusainov, *Phys. Lett.*, **B238**(1990)142; A. M. Kusainov, V. G. Neudatschin, I. T. Obukhosky, *Phys. Rev.*, **C44**(1991)2343.
[7] Z. Y. Zhang, Y. W. Yu *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A561**(1993)595.
[8] Z. Y. Zhang, A. Faessler *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A578**(1994)573; F. Fernandez, A. Valcarce, *J. Phys.*, **G19**(1993)2013.
[9] X. H. Liu, *J. Math. Phys.*, **31**(1990)1620.
[10] M. D. Scadron, *Phys. Rev.*, **D26**(1982)239.
[11] E. M. Henley, G. A. Miller, *Phys. Lett.*, **B251**(1991)453.
[12] A. Buchmann, E. Hernandez, K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **B269**(1991)35.
[13] Review of Particle Properties, *Phys. Rev.*, **D50**(1 August 1994) Part I, 1673.

Nonperturbative Effect of Nonstrange Baryonic Spectrum

Chen Hong

(Department of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 630715)

Zhang Zongye

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Received 7 December 1995

Abstract

We study N and Δ spectra by solving Schrödinger equation for the three quark system in the mixture of configurations. Besides the perturbative effect of usual one-gluon exchange, the nonperturbative effects of both color screening predicted by the LGT calculation and pion(σ) exchange due to the chiral symmetry breaking are also included in present quark-quark potential. The agreement of the baryonic spectra obtained with the experiment is improved.

Key words baryonic spectrum, color screen, chiral field.