

相对论夸克模型和 N- Δ 能量劈裂*

冯庆国 董宇兵

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 基于相对论夸克模型,在夸克层次上研究了 N- Δ 的质量和二者的能量劈裂,通过引入了赝标量 π 介子云效应,得到了 π 和核子之间的耦合常数 $g_{\pi NN}$,以及单胶子交换势和单 π 介子交换势分别对 N- Δ 能量劈裂的贡献,计算结果较好地与实验值得到了吻合.另外我们还比较了相对论与非相对论夸克模型在处理上的不同.

关键词 相对论夸克模型 核子质量 能量劈裂 重子谱

1 引言

重子和介子的能量劈裂提供了关于强子内部结构和核力的信息,研究核子的能量劈裂有助于对其内部结构、夸克相互作用和核力有更清楚的认识,所以不断有人在进行着这方面的研究.很长时间以来,组分夸克模型就被用来研究重子谱和重子之间的能量劈裂、电磁形状因子等核子性质,不过一般的夸克模型都是基于非相对论基础上来进行研究的,然后加以相对论修正,在解释核子性质方面这些模型取得了很大的成功,但经研究表明有必要把非相对论夸克模型推广到相对论夸克模型^[1,2].实际上不论是深度非弹性散射实验还是低能区关于核子自旋结构函数的实验都表明强子是比较传统的组分夸克模型更为复杂的系统,需要考虑玻色子和胶子交换等自由度,在这方面,手征夸克模型和云袋模型都大大提高了人们对核子的认识,理论上已经表明 π 介子云对于核子的形状因子有着很重要的作用.为了更好地去认识核子的结构和性质,我们用相对论夸克模型计算了核子 N,以及 Δ 共振态的质量和它们之间的能量劈裂,其中用 π 介子和夸克赝标耦合来描述三个夸克和 π 介子云效应.我们还研究了物理可观测量对参数的关系,比较了这些参数在相对论和非相对论夸克模型中的不同.

2 相对论夸克模型

在模型中,夸克是一质量近似为零的 Dirac 粒子,外面被一层 $q\bar{q}$ 对和胶子“云”所包围

2001-01-15 收稿

* 国家自然科学基金(10075056),科学院基金和教育部基金资助.

着,这些 $\bar{q}q$ 对包括 π 介子等.而每个夸克在核子内部都是相互独立地在一个标-矢量型的谐振子禁闭势平均场中运动.

$$V_{\text{conf}} = \frac{\alpha_c}{2}(1 + \gamma^0)r^2 = V_s(r) + V_v(r), \quad (1)$$

这里 α_c 是禁闭强度, V_s, V_v 分别是标量禁闭势和矢量禁闭势.狄拉克方程在此种形式的禁闭势下有解析解,QCD一般认为禁闭势应当取线性势,但先前的工作^[3]证明了只要重子有相同的均方根半径,它们的性质不依赖于禁闭势的径向形式,夸克的单粒子波函数可以通过求解如下的狄拉克方程得到:

$$(\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{p} + \gamma^0(V_{\text{conf}}(\boldsymbol{r}) + m_q) - E_{nl})|\psi_{nl}\rangle = 0, \quad (2)$$

这里 m_q 是夸克质量, $n, l = 0, 1, 2, \dots$ 是相应的径向和轨道角动量量子数.本征能量 E_{nl} 和禁闭强度 α_c 和谐振子常数 α_{nl} 的关系是

$$\alpha_c = \frac{(E_{nl} - m_q)^2(E_{nl} + m_q)}{4(2n + l + 3/2)^2}, \quad \alpha_{nl} = \sqrt{\alpha_c(E_{nl} + m_q)} = \frac{1}{b_{nl}^2}, \quad (3)$$

这里 b_{nl} 是谐振子半径.这样夸克在基态($n, l = 0$)的单粒子波函数为

$$\psi_{0s}(\boldsymbol{r}) = \left(\frac{\alpha_{0s}}{\pi}\right)^{3/4} \left(1 + \frac{E_{0s} - m_q}{2(E_{0s} + m_q)}\right)^{-1/2} \left[\begin{array}{c} i \\ -\frac{\alpha_{0s}}{E_{0s} + m_q} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r} \end{array} \right] \exp\left(-\frac{\alpha_{0s}r^2}{2}\right). \quad (4)$$

与非相对论不同的是,这里的谐振子常数依赖于角动量量子数 n, l ,但对于不同的量子数 n, l ,其本征函数是正交的.在我们的计算中,取基态的能量本征值为 $E_{0s} = 0.540\text{GeV}$.这样 α_{0s} 和 α_c 就是关于夸克质量 m_q 的函数,由方程(3)可以惟一确定下来.我们把重子看成是一个三夸克的束缚态,整个系统的哈密顿量是3个夸克哈密顿量之和,结果是整个系统的方程类似于Breit方程.核子的波函数取最简单的近似:就是3个夸克单粒子波函数的乘积.但是质心的运动应当被扣除掉,这里扣除质心用的是Peierls-Yoccoz方法,见文献[4].当然还有其他扣除质心的方法^[5],但要说明一点,所有这些方法都只能近似的扣除质心运动而不能完全地把质心运动拿掉.扣除质心运动以后,得到核子的波函数

$$\Psi_{\boldsymbol{p}}^B(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3) = \frac{N_B(\boldsymbol{p})}{(2\pi)^9} \int d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3 e^{i\boldsymbol{p}_1 \cdot \boldsymbol{r}_1 + i\boldsymbol{p}_2 \cdot \boldsymbol{r}_2 + i\boldsymbol{p}_3 \cdot \boldsymbol{r}_3} \Psi_{\boldsymbol{p}}^B(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_3), \quad (5)$$

这里 $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p}_3$ 是3个夸克的质心动量, $N_B(\boldsymbol{p})$ 是重子波函数的归一化常数,可由如下的归一化条件得到

$$\int d\boldsymbol{r}_1 d\boldsymbol{r}_2 d\boldsymbol{r}_3 \Psi_{\boldsymbol{p}}^*(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3) \Psi_{\boldsymbol{p}'}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{r}_3) = (2\pi)^3 \delta^3(\boldsymbol{p} - \boldsymbol{p}'). \quad (6)$$

在所采用的相对论近似中,上面波函数的归一化常数跟 \boldsymbol{p} 有关.对于核子,所有的夸克处于基态,这样核子在动量空间中的波函数为

$$\Psi_{\boldsymbol{p}}^N(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2, \boldsymbol{p}_3; \alpha_{0s}) = (2\pi)^3 \delta^3(\boldsymbol{p}_1 + \boldsymbol{p}_2 + \boldsymbol{p}_3 - \boldsymbol{p}) \psi_{0s}(\boldsymbol{p}_1) \psi_{0s}(\boldsymbol{p}_2) \psi_{0s}(\boldsymbol{p}_3), \quad (7)$$

这里 $\psi_{0s}(\boldsymbol{p}_i)$ 是第 i 个夸克在动量空间的波函数, $\psi_{0s}(\boldsymbol{p}) = \int \psi_{0s}(\boldsymbol{r}) e^{-i\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{r}} d\boldsymbol{r}$,味道空间和颜色部分的波函数和在非相对论夸克模型中是一样的.

2.1 π 介子云效应

手征对称性在强相互作用中是一种很重要的对称性质,而自 Gellmann 和 Levy 提出 σ 模型以来在重子物理中的作用也愈加突出,组分夸克质量的产生,无质量 Goldstone 玻色子以及标量介子和组分夸克的耦合都缘于手征对称性的破缺,而 π 介子被认为是一种 Goldstone 粒子,在手征对称性破缺时 π 得到质量. 在我们的模型中考虑到 π 介子云的效应⁶,则总的 Lagrangian 量为

$$\mathcal{L}_{\text{total}} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_\pi, \quad (8)$$

其中

$$\mathcal{L}_q = \frac{i}{2} \bar{\psi}(\mathbf{r}) \gamma^\mu \partial_\mu \psi(\mathbf{r}) - \bar{\psi}(\mathbf{r}) (V_{\text{conf}}(\mathbf{r}) + m_q) \psi(\mathbf{r}), \quad (9)$$

$$\mathcal{L}_\pi = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_\pi(\mathbf{r}))^2 - \frac{1}{2} m_\pi^2 \phi_\pi^2(\mathbf{r}), \quad (10)$$

这里 ϕ_π 是 Pion 场. 夸克场 $\psi(\mathbf{r})$ 经过手征变换

$$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow \psi(\mathbf{r}) - i\gamma^5 \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\pi}}{2f_\pi} \psi(\mathbf{r}), \quad (11)$$

得到 π 和夸克的赝标量相互作用

$$\mathcal{L}_{q\pi\pi} = \frac{i}{f_\pi} \bar{\psi}(\mathbf{r}) \gamma^5 (V_s(\mathbf{r}) + m_q) \boldsymbol{\tau} \psi(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi(\mathbf{r}), \quad (12)$$

$$\phi_\pi(\mathbf{r}) = \int \frac{d^3 k}{[2\omega_k (2\pi)^3]^{1/2}} [a(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + a^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}], \quad (13)$$

其中 $f_\pi = 0.093 \text{ GeV}$, 是 π 介子衰变常数, ω_k 和 \mathbf{k} 分别是 π 介子的能量和动量⁶.

$$H_{\text{int}} = \sum_i \int d^3 k \{ V_{0i}(\mathbf{k}) a_i(\mathbf{k}) + V_{0i}^*(\mathbf{k}) a_i^\dagger(\mathbf{k}) \}, \quad (14)$$

其中顶点函数

$$V_{0i}(\mathbf{k}) = \sum_{A_0, B_0} A_0^\dagger v_{0i}^{AB}(\mathbf{k}) B_0, \quad (15)$$

$$v_{0i}^{AB}(\mathbf{k}) = \frac{i}{f_\pi} \frac{u(\mathbf{k})}{[2\omega_k (2\pi)^3]^{1/2}} C_{S_B IS_A}^{iB mA} (S_m^* \mathbf{k}) C_{T_B IT_A}^{iB mA} (t_n^* \cdot \mathbf{e}_i),$$

其中 $u(\mathbf{k})$ 为形状因子,可由夸克波函数得到. 由傅立叶变换可得到动量空间中夸克波函数,现简写为

$$\psi_{0s}(\mathbf{p}) = \begin{bmatrix} a_g \\ a_f \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{\alpha_{0s}} \end{bmatrix} e^{-\frac{p^2}{2\alpha_{0s}}},$$

其中常数系数部分已吸收到 a_g, a_f 里面. 则对核子而言 $u(\mathbf{k})$ 的形式为

$$u(\mathbf{k}) = -\frac{a_g a_f}{\alpha_{0s}} (V_s(\mathbf{r}) + m_q).$$

2.2 哈密顿量

在重子被认为是相对论三夸克系统, u, d 夸克质量相等且为 m_q 的简化情况下,可由

哈密顿量描述为

$$H = \sum_{i=1}^3 (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}_i + m_q) + \sum_{i<j}^3 V_{\text{conf}}(r_i, r_j) + \sum_{i<j}^3 V_{\text{ogc}}(r_i, r_j) + \sum_{i<j}^3 V_{\text{opc}}(r_i, r_j), \quad (19)$$

这里 r_i, p_i 分别是第 i 个夸克的空间坐标和动量空间坐标(质心运动已经被扣除), 此哈密顿量包括相对论动能 E_k , 夸克质量 $Mass$ 项, 禁闭势 V_{conf} , 单胶子交换势 V_{ogc} 和单 π 交换势 V_{opc} , 后两者表现了 QCD 的性质, 如短程的渐近自由度, 中程的手征对称性及其破缺, 长程的颜色禁闭等性质. 下面我们就讨论一下这些性质在相对论夸克模型中的体现.

渐近自由的性质是体现在单胶子交换势中,

$$V_{\text{ogc}} = \frac{g_s^2}{4\pi} \frac{\lambda_i \cdot \lambda_j}{4} \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}, \quad (20)$$

λ_i 是第 i 个夸克的颜色算符, 是 $SU(3)_{\text{color}}$ 颜色空间的 8 维矢量. 有

$$\lambda_i \cdot \lambda_j = \sum_{a=1}^8 \lambda_i^a \lambda_j^a = -\frac{8}{3} \quad (\text{对于 } qq). \quad (21)$$

手征对称性是另一重要性质, 单 π 交换势 V_{opc} 就是作为最低阶有效 π 夸克耦合作用引入的. 经过微扰计算, 得到单 π 交换对核子质量和能量分裂的贡献为^[7]

$$E_{\text{opc}}^N(E) = \frac{3}{f_\pi^2} \int_0^\infty \frac{q^4 d_q u^2(q)}{\omega_q(E - \omega_q - m_N)} + \frac{96}{25} \frac{1}{f_\pi^2} \int_0^\infty \frac{q^4 d_q u^2(q)}{\omega_q(E - \omega_q - m_\Delta)}, \quad (22)$$

$$E_{\text{opc}}^\Delta(E) = \frac{24}{25} \frac{1}{f_\pi^2} P \int_0^\infty \frac{q^4 d_q u^2(q)}{\omega_q(E - \omega_q - m_N)} + \frac{3}{f_\pi^2} P \int_0^\infty \frac{q^4 d_q u^2(q)}{\omega_q(E - \omega_q - m_\Delta)}, \quad (23)$$

其中 $q = |\mathbf{q}|$ 为 π 介子的动量, $u(q) = \langle N | \mathcal{L}_{\pi qq} | N \rangle$. $E_{\text{opc}}^N, E_{\text{opc}}^\Delta$ 分别是单 π 交换对核子 N 和 Δ 质量的贡献.

3 数值计算及结果

3.1 π 耦合常数

在相对论夸克模型的基础上, 也就是说在夸克层次上来计算 π 和核子的耦合常数 $g_{\pi NN}$, 其应该与在强子层次上考虑的结果是一致的, 实验上通过中子散射等实验中得到 $g_{\pi NN}$ 的实验值为 14.05. 由上面的理论我们已经知道 π 和夸克的赝标耦合(12)式. 而 π 和核子的赝标量耦合可以描述为^[9].

$$\mathcal{L}_{\pi NN} = ig_{\pi NN} \bar{\psi}_N \gamma_5 \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi \psi_N. \quad (24)$$

比较上面两式的矩阵元, 在 $SU(2)$ 味道空间我们得到

$$\langle N | \mathcal{L}_{\pi NN} | N \rangle = -i \frac{g_{\pi NN}}{2m_N} \langle N | \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \mathbf{k} \boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi | N \rangle, \quad (25)$$

$$\langle N | \sum_{q=1}^3 \mathcal{L}_{\pi qq} | N \rangle = -i \frac{g_\Lambda}{f_\pi} \langle N | \sum_{a=1}^3 \boldsymbol{\sigma}^a \cdot \mathbf{k} \boldsymbol{\tau}^a \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi | N \rangle, \quad (26)$$

其中(26)式中的求和是对 3 个夸克求和, 上面两式有如下关系

$$\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \mathbf{k} \boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi = \sum_{a=1}^3 \boldsymbol{\sigma}^a \cdot \mathbf{k} \boldsymbol{\tau}^a \cdot \boldsymbol{\phi}_\pi, \quad (27)$$

所以我们可以得到 $g_{\pi NN}$ 的表达式为

$$g_{\pi NN} = \frac{5}{3} \cdot \frac{2m_N}{f_\pi} g_A,$$

这里 g_A 是 $\mathcal{L}_{\pi qq}$ 空间部分作用以后得到的结果,常数因子已包括在里边. 在 $k^2 = 0$ 的情况下,经过数值计算得到 $g_{\pi NN} = 13.29$,与实验值略有差别. 当然这还可以通过调节 E_{0S} 的取值来得到改善.

3.2 核子质量

从第二节的哈密顿量和波函数,可以计算 N 和 Δ 的质量,二者的质量分别是哈密顿量对相应波函数的期望值,

$$M_N = \langle N | H | N \rangle, M_\Delta = \langle \Delta | H | \Delta \rangle \quad (29)$$

体系总的能量 $E = E_k + Mass + V_{conf} + E_{ogc} + E_{opc}$. E_{ogc} 是哈密顿量((20)式)作用的结果,N 和 Δ 因自旋不同得到不同的结果,令 δ_g 为二者之差,则 δ_g 即是单胶子交换势对 N-Δ 能量劈裂的贡献. E_{ogc} 对于 N 和 Δ 相应地分别取(22)式和(23)式的结果. 则单 π 交换势对 N-Δ 能量劈裂的贡献 $\delta_\pi = E_{opc}^\Delta - E_{opc}^N$. 所以 N-Δ 的能量劈裂为

$$\Delta E = M_\Delta - M_N = \delta_g + \delta_\pi. \quad (30)$$

经过数值计算得到在夸克质量为 0 时各参数的结果如下

$$E_{0S} = 0.50\text{GeV}, \alpha_s = 3.10, a_c = 0.358\text{GeV}/\text{fm}^2, b_{0S} = 0.683\text{fm}.$$

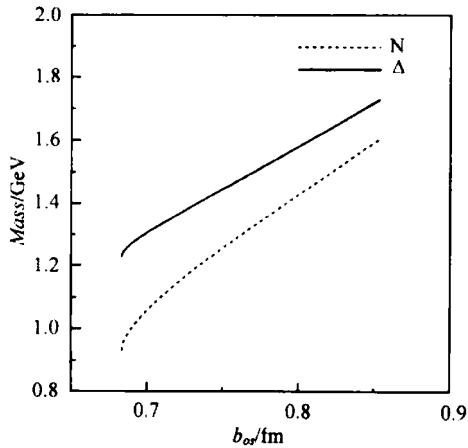


图 1 N 和 Δ 的质量
——Δ 的质量, - - - N 的质量.

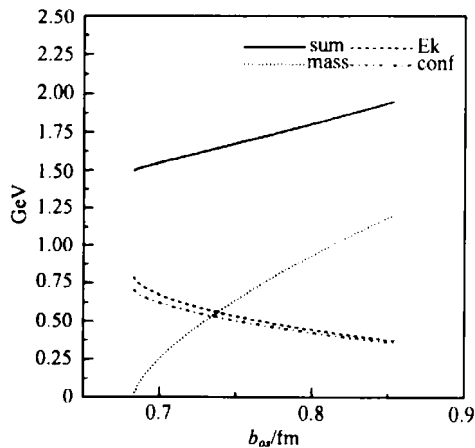


图 2 动能项,质量项和禁闭势
对核子质量的贡献
- - - 动能项的贡献, ··· 质量项的贡献,
- · - 禁闭势的贡献, — 三者之和.

由图 1 可以看出,当在 $E_{0S} = 0.50\text{GeV}$ 时,N 和 Δ 的质量随谐振子半径 b_{0S} 的增加,随夸克质量的增加都呈增加的趋势. 反之图 2 中动能项和禁闭势对核子能量的贡献是随谐振子半径的增加而递减,而质量项的贡献则是随之增加的趋势,单胶子交换势和单 π 交换势在夸克质量近似为 0 的情况下较好的给出核子质量和能量劈裂的值,其中单 π 交换势

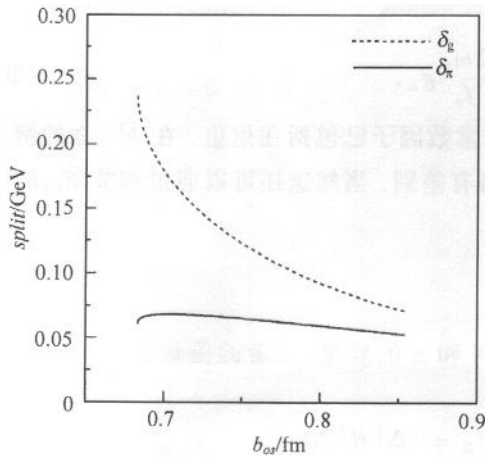


图 3 单胶子交换势和单 π 交换势对能量劈裂的贡献
— δ_π , - - - δ_g .

在计算中,单夸克狄拉克方程基态能量的本征值取为 $E_{0s} = 0.50\text{GeV}$,其所对应的 m_q 和 α_{0s} 与在非相对论的计算中的取值是不同的,在非相对论组分模型中这两个参数分别为 $M_N/3 = 0.313\text{GeV}$ 和 $b_{0s} = 0.5\text{fm}$ ^[7,10],而相对论夸克模型的结果表明倾向于取较小的夸克质量,这样核子的静止质量主要由夸克禁闭势和夸克的动能项来贡献,不像在非相对论中核子的大部分质量由组分夸克的有效质量来贡献.

另外一点,相对论夸克模型的好处是在我们的模型里可调参数只有两个,即 u, d 夸克的质量 m_q 和夸克的单粒子狄拉克方程的基态能量 E_{0s} . 我们通过计算 π 和核子的耦合常数 $g_{\pi NN}$,并与实验值比较定出单 π 交换的常数系数. 进而由总的能量劈裂和单 π 交换的贡献得到单胶子交换对能量劈裂的贡献,最后得到 α_s 为 3.10. 在 Buchmann 的文章^[10] 中他使单胶子交换和单 π 交换所产生的能量劈裂之和为 0.3GeV ,而让单胶子耦合常数 α_s 处于变化之中,随 b_{0s} 的增大而增大,所得到的能量劈裂定性上同其结果是一致的,但单胶子耦合常数取为 3.10(在 m_q 为 0 时该取值使能量劈裂为 0.3GeV ,大于 Buchmann 的 0.46),而 L. Ya. Glozmann 的工作^[11] 中 α_s 的值取为 0.67.

计算显示 $E_{0s} = 0.50\text{GeV}$, $m_q = 0$ 时, $\delta_\pi = 0.061\text{GeV}$,而 $\delta_g = 0.236\text{GeV}$,表明了 π 介子云对核子质量和能量劈裂具有重要贡献,正如在许多非相对论夸克模型中一样,手征对称性破缺以及介子交换在解释核子质量和能量劈裂方面是必要的. 这一结论与以往对核子及其共振态 $\Delta(1232)$ 的各种电磁性质的研究是一致的^[12]. 计算结果还表明,在 E_{0s} 取较小的值时,单 π 交换势的贡献被压低. 在计算中单 π 交换给出的对劈裂的贡献较小,从而需要一个较大的 α_s ,这可能是我们的中间态取为束缚态的原因. 因此要定量确定各个参数的值,还需要计算核子的电磁形状因子等性质. 今后的工作我们就将尝试引入介子和夸克的矢量耦合相互作用,以及核子的电磁形状因子等性质,并希望能将相对论夸克模型推广到核子的激发态,以进一步检验我们的理论.

给出 0.061GeV 的能量劈裂,单胶子交换势给出 0.236GeV 的贡献. 见图 3.

在 E_{0s} 取较小的值时,得到的结果同在 $E_{0s} = 0.50\text{GeV}$ 时定性上是一致的,但在能量劈裂中,单 π 交换的贡献减小,相应地单胶子交换势的贡献增大, α_s 的值也增大. 但整个核子的能量在能量劈裂取得较好的结果的情况下被压低.

4 小结

在相对论组分夸克模型的基础上用 πqq 赝标量耦合作用计算了 π 和核子的耦合常数 $g_{\pi NN}$,并在此基础上研究和分析了 $N-\Delta$ 的能量劈裂.

在这里感谢王平博士进行的相关讨论.

参考文献 (References)

- 1 Close F E, Li Z P. Phys. Rev., 1990, **D42**:2194; Capstick S. Phys. Rev., 1992, **D46**:1965
- 2 Capstick S, Keiter B D. Phys. Rev., 1995, **D51**:3598; Cardarelli F, Pace E, Salme G et al. Phys. Lett., 1997, **B397**:13; Cano F, Gonzalez P. Phys. Lett., 1998, **B431**:270; Sanctis De M, Santopinto E, Giannini M M. Eur. Phys. J., 1998, **A1**:187
- 3 Thomas A W, Klein G. Phys. Lett., 1999, **B456**:5
- 4 Peierls R E, Yoccoz J. Proc. Phys. Soc., 1957, **70**:381; Tegen R, Brockmann R, Weise W. Z. Phys., 1982, **A307**:339
- 5 Peierls R E, Thouless D J. Nucl. Phys., 1962, **38**:154; Lu D H, Thomas A W, Williams A G. Phys. Rev., 1997, **C55**:3108
- 6 Theberge S, Thomas A W. Nucl. Phys., 1980, **A393**:252
- 7 Weise W. Quark and Nuclei. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pre. Ltd, 1985. 252
- 8 Ericson T, Weise W. Pion and Nuclei. London: Oxford Science Publications, 1988. 583
- 9 Riska D O, Brown G E. Nucl. Phys., 2001, **A679**:577
- 10 Buchmann A J. Exchange Current in Baryons. Z. Naturforsch., 1997, **52a**:877
- 11 Glzman I Y. hep-th/9805345
- 12 Dong Y B, Shimizu K, Faessler A. Eur. Phys. J., 1999, **A6**:203; Phys. Rev., 1999, **C60**:035203

Relativistic Quark Model and the N- Δ Mass Splitting

FENG Qing-Guo DONG Yu-Bing

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract In the constituent quark model, light baryons are considered as the systems of the constituent quarks with confining interaction and with a chiral interaction mediated by Goldstone bosons. Here the masses of the N and Δ and their splitting are investigated based on a relativistic quark model approach with inclusion of pion meson cloud. Pseudoscalar π -quark interaction is employed to study the coupling between the nucleon and the π . The results show the contributions of the one-gluon-exchange potential and of the pion meson cloud to the N- Δ mass splitting. Moreover, our numerical analyses indicate a difference between the relativistic and the nonrelativistic treatments.

Key words relativistic quark model approach, mass splitting, meson cloud, coupling

Received 15 January 2001

* Supported by NSFC(10075056), The Chinese Academy of Sciences (X-37) and the Foundation of Chinese Ministry of Education (B-22)