

核子和 Δ 激发谱的统一分析

郑玉明

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文假设有效的层子-层子二体相互作用为库仑加指数增长的囚禁势,并用它统一分析了低于 2GeV 的核子和 Δ 的激发谱. 理论预言的共振位置和混合角都与实验值很好地符合. 这表明, 库仑加指数增长的囚禁势能成功地描写所有低能核子和 Δ 态的性质.

一、引 言

对重子质量谱的研究, 无论从粒子物理的角度, 或者从探索层子相互作用与核力的关系方面来看, 都是一个令人感兴趣的课题. 许多作者从事过这方面的工作^[1-15], 其中绝大多数是在非相对论性的层子模型框架内做的, 而且, 一般都不考虑相对论性修正.

Isgur 和 Kerl^[11] 强调了超精细相互作用在分析重子劈裂机制中的重要性, 从而成功地解释了实验上得到的低于 2GeV 的重子质量谱和混合角. 然而, 在他们的计算中没有给出层子相互作用的中心势 $V^c(\mathbf{r})$ 的具体形式, $V^c(\mathbf{r})$ 对重子质量谱的贡献完全被当作参数来调节. 而且对不同的能带(基态, 第一激发带和第二激发带)选取不同的参数值, 造成了参数选取的不自洽. 另外, 和超精细相互作用一样, 自旋轨道耦合力也来源于 QCD 的单胶子交换, 但在他们的计算中却被完全忽略掉了. 文献 [15] 中采用能解释核子散射的、与味道有关的层子相互作用, 加上自旋轨道耦合力, 统一计算了 s -波和 p -波非奇重子谱, 较好地给出了谱的特性. 但是, 这种纯谐振子型的囚禁势不能描写第二个激发带的正宇称态重子谱. 因为正宇称激发的重子属于五个不同的 $SU(6)$ 多重态. 实验谱表明, 囚禁势应给出不同多重态的能量是不同的, 而谐振子模型却使得这五个多重态简并在基态之上 $2\hbar\omega$ 的能量处. Harvey^[14] 采用高斯加谐振子型的囚禁势去符合非奇重子谱, 较好地描写了低于 2GeV 的谱的特征. 然而, 由 QCD 的单胶子交换导出的层子相互作用是库仑势 $\frac{\alpha_s}{r_{\mu\nu}}$, 而不是高斯势. 另一方面, 如果用它去计算有效核力时, 则同目前所采用的所有形式的囚禁势一样, 会出现与实验相矛盾的色 Van der Waals 力^[16].

作为一种尝试, 本文假设层子-层子相互作用为中心势为库仑加指数增长的囚禁势, 并用它去统一分析基态和头两个激发带的核子和 Δ 质量谱. 计算结果表明, 理论预言的

共振位置和混合角都与实验很好地符合。这一成功说明,库仑加指数增长的囚禁势能够统一地描写所有低能核子和 Δ 态的性质。

二、层子相互作用势

如何给出层子之间的完全的相互作用势,至今还不清楚。在层子的势模型中,通常只考虑如下形式的二体相互作用

$$V^c = \sum_{\nu > \mu = 1}^A \sum_{\alpha = 1}^8 \lambda_{\mu}^{\alpha} \cdot \lambda_{\nu}^{\alpha} V_{\mu\nu}^c \quad (1)$$

式中 A 表示系统的层子数目, λ_{μ}^{α} 是对第 μ 个层子的色 $SU(3)$ 生成元,函数 $V_{\mu\nu}^c$ 必须给出层子的渐近自由和囚禁两个特性。然而,由QCD的单胶子交换只能导出库仑势 $\frac{\alpha_s}{r_{\mu\nu}}$,给不出势的囚禁部分的具体形式。因此,势的囚禁部分只能依据物理上的要求做唯象的处理。到目前为止,已被用过的囚禁势的形式主要有三种:

i) 谐振子囚禁势^[15]

$$V_{\mu\nu}^c = B_h \cdot r_{\mu\nu}^2 + C_h \quad (2 \cdot a)$$

或^[14]

$$V_{\mu\nu}^c = A_h \cdot \exp(-r_{\mu\nu}^2/\alpha^2) + B_h \cdot r_{\mu\nu}^2 + C_h, \quad (2 \cdot b)$$

ii) 库仑加线性囚禁势^{[10][17]}

$$V_{\mu\nu}^c = \frac{A_l}{r_{\mu\nu}} + B_l \cdot r_{\mu\nu} + C_l, \quad (3)$$

iii) 库仑加对数型囚禁势^[18]

$$V_{\mu\nu}^c = \frac{A'}{r_{\mu\nu}} + B' \cdot \ln(r_{\mu\nu}). \quad (4)$$

其中库仑加对数型囚禁势目前只在分析具有重质量层子 c 和 b 的介子系统中使用,还没有被用于分析重子系统。另外,还有作者^[18]在分析中同时采用第ii)和iii)两种形式的层子相互作用。

象引言中提过的那样,(2·a)式这种纯谐振子势不能解释第二个激发带的重子谱,(2·b)式没有计入由单胶子交换导出的库仑势。(3)、(4)式虽已计入了库仑势,而且被认为是目前研究强子结构的较好形式的层子相互作用势。但是,当用上述各种形式的层子相互作用势去研究核力时,则发现它们都会导致与实验相矛盾的色 Van der Waals 力的出现^[16]。因此,如果从统一研究强子结构和核力问题的观点出发,还必须选择更合理的层子相互作用势。

为了探索这个问题,本文假设用库仑加指数增长的囚禁势:

$$V_{\mu\nu}^c = \frac{A_c}{r_{\mu\nu}} + B_c \cdot \exp(r_{\mu\nu}/r_0) + C_c, \quad (5)$$

来描写层子之间的相互作用。式中 A_c 、 B_c 、 C_c 和 r_0 为可调参数。作为第一步,在本文中用这种势去统一分析能量低于2GeV的核子和 Δ 激发谱。

三、计 算

依据重子的非相对论性夸克模型, 不同质量的共振态被解释为具有确定的总角动量的径向激发带. 由三个层子组成的系统的反对称波函数为:

$$|T; SL, J^\pi\rangle = C(123) \cdot |T(SL)J^\pi\rangle. \quad (6)$$

式中 T 、 S 、 L 、 J 和 π 分别标志系统的同位旋、自旋、轨道角动量、总角动量和宇称. 色部

分波函数 $C(123) = \left| \begin{array}{|c|c|} \hline 1 & r \\ \hline 2 & y \\ \hline 3 & b \\ \hline \end{array} \right\rangle$ 是反对称函数 (这里, r 、 y 、 b 分别表示红、黄、蓝三种颜色), 它描写了重子的色单态特性. $|T(SL)J^\pi\rangle$ 是耦合成具有确定量子数 T 和 J 的对称函数, 它是由空间部分同含有层子自旋和同位旋的 $SU(6)$ 波函数耦合构成的. 由于要求 $|T(SL)J^\pi\rangle$ 是对称的, 所以, 一个对称的、混合对称的、或反对称形式的空间波函数必须分别同 $SU(6)$ 的 56、70、或 20 维表示相耦合. 空间波函数的零级近似取为谐振子波函数^{[10][11]}, 这样就能分离出质心运动和确定描写各个态的严格的波函数^[4].

令 $(T, S)_R$ 为 $SU(6)$ 的 R 维表示, $\Psi_N(R, L^\pi)$ 为对应于 $(T, S)_R$ 的空间部分波函数 (其中, $R = 56$ 、70、或 20, N 为谐振子激发的总数), 则

$$|T(SL)J^\pi\rangle = \{(T, S)_R, \Psi_N(R, L^\pi)\}^J. \quad (7)$$

式中, $\{\dots\}^J$ 表示耦合成具有确定量子数 T 、 J 的对称函数.

为了统一分析头三个能带的核子和 Δ 质量谱, 须取 $N=0, 1, 2$. 最低的能级是 $(1s)^3$, 它只能形成一个对称的空间波函数, 所以, 基态波函数是 $\Psi_0(56, L=0^+)$. 第一激发带是 $(1s)^2(1p)$, 它可构成对称的和混合对称的函数, 然而, 对称的那一个是质心运动伪态^[4], 因此, 在这一能带上只能得到一个混合对称的空间波函数 $\Psi_1(70, L=1^-)$. 第二个激发带是比较复杂的, 同时可以考虑 $(1s)^2(2s)$, $(1s)^2(1d)$ 和 $(1s)(1p)^2$. 因为它们都对应于相同的能量. 我们知道, 壳模型波函数一般都具有与质心运动有关的伪态成份^[20]. 不过, 可用这些函数的适当组合去消除伪态成份. 于是, 给出了如下没有伪态的空间波函数:

$$\Psi_2(56, L=0^+) = \sqrt{\frac{2}{3}}(1s)^2(2s) + \sqrt{\frac{1}{3}}(1s)(1p)^2, \quad (8 \cdot a)$$

$$\Psi_2(70, L=0^+) = \sqrt{\frac{1}{3}}(1s)^2(2s) + \sqrt{\frac{2}{3}}(1s)(1p)^2, \quad (8 \cdot b)$$

$$\Psi_2(56, L=2^+) = \sqrt{\frac{2}{3}}(1s)^2(1d) - \sqrt{\frac{1}{3}}(1s)(1p)^2, \quad (8 \cdot c)$$

$$\Psi_2(70, L=2^+) = \sqrt{\frac{1}{3}}(1s)^2(1d) - \sqrt{\frac{2}{3}}(1s)(1p)^2, \quad (8 \cdot d)$$

$$\Psi_2(20, L=1^+) = (1s)(1p)^2. \quad (8 \cdot e)$$

层子的运动由非相对论性的薛定谔方程描写,系统的哈密顿量为

$$H = \sum_{\mu=1}^A \left(m_{\mu} \cdot c^2 + \frac{\mathbf{p}_{\mu}^2}{2m_{\mu}} \right) + V^c + V^{\text{hyp}} + \eta_0 \cdot V^{so}, \quad (9)$$

$$V^{\text{hyp}} = V^{ss} + \eta_t \cdot V^t, \quad (10)$$

$$V^{ss} = \sum_{\nu > \mu=1}^A \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\mu}^{\alpha} \cdot \lambda_{\nu}^{\alpha} V_{\mu\nu}^{ss}, \quad (11 \cdot a)$$

$$V_{\mu\nu}^{ss} = K \cdot \delta(r_{\mu\nu}) \cdot \left[B + \frac{8}{3} \mathbf{s}_{\mu} \cdot \mathbf{s}_{\nu} \right], \quad (11 \cdot b)$$

$$V^t = \sum_{\nu > \mu=1}^A \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\mu}^{\alpha} \cdot \lambda_{\nu}^{\alpha} V_{\mu\nu}^t, \quad (12 \cdot a)$$

$$V_{\mu\nu}^t = \frac{K}{\pi r_{\mu\nu}^3} \cdot \left(\frac{3\mathbf{s}_{\mu} \cdot \mathbf{r}_{\mu\nu} \mathbf{s}_{\nu} \cdot \mathbf{r}_{\mu\nu}}{r_{\mu\nu}^2} - \mathbf{s}_{\mu} \cdot \mathbf{s}_{\nu} \right), \quad (12 \cdot b)$$

$$V^{so} = \sum_{\nu > \mu=1}^A \sum_{\alpha=1}^8 \lambda_{\mu}^{\alpha} \cdot \lambda_{\nu}^{\alpha} V_{\mu\nu}^{so}, \quad (13 \cdot a)$$

$$V_{\mu\nu}^{so} = \frac{\hbar}{2c^2 m_{\mu} m_{\nu} r_{\mu\nu}} \left(\frac{dV_{\mu\nu}^c}{dr_{\mu\nu}} \right) (\mathbf{s}_{\mu} + \mathbf{s}_{\nu}) \cdot (\mathbf{r}_{\mu\nu} \times \mathbf{p}_{\mu\nu}), \quad (13 \cdot b)$$

其中 V^c 由(1)和(5)式给出. 超精细相互作用 V^{hyp} 包含接触项 V^{ss} 和张量项 V^t 两部分, K 和 B 是参数. $\mathbf{r}_{\mu\nu} = \mathbf{r}_{\mu} - \mathbf{r}_{\nu}$, $\mathbf{p}_{\mu\nu} = \mathbf{p}_{\mu} - \mathbf{p}_{\nu}$, m_{μ} , \mathbf{p}_{μ} 和 \mathbf{s}_{μ} 分别表示第 μ 个层子的质量、动量和自旋算符. η_0 和 η_t 是为了讨论 V^{so} 和 V^t 在解释非奇重子谱中的作用而加进的常数. 这里给出的自旋轨道耦合力 V^{so} 与 Fermi-Breit 相互作用中的形式^[9]稍有不同,这完全是为了计算的方便.

各个态对应的能量由(9)式的期望值

$$M(T; SL, J^{\pi}) = \langle T; SL, J^{\pi} | H | T; SL, J^{\pi} \rangle \quad (14)$$

给出. 期望值与 J 在 Z 轴上的投影 M_J 无关. 值得说明的是, 当有 ξ 个 (其中 $\xi = 1, 2, \dots, \rho$) 相同的同位旋 T 、总角动量 J 和奇异数 ζ 的态 ϕ_{ξ}^J 存在时, 实际的物理态应是所有这些态的迭加. 为了便于和实验比较, 定义物理态 N_{ξ}^J 为^[15]

$$\begin{pmatrix} N_1^J \\ N_2^J \\ \vdots \\ N_{\rho}^J \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11}^J a_{12}^J \cdots a_{1\rho}^J \\ a_{21}^J a_{22}^J \cdots a_{2\rho}^J \\ \cdots \cdots \cdots \\ a_{\rho 1}^J a_{\rho 2}^J \cdots a_{\rho\rho}^J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^J \\ \phi_2^J \\ \vdots \\ \phi_{\rho}^J \end{pmatrix}. \quad (15)$$

对于每一组这样的态, 都必须做如下对角化计算, 去找到物理的本征能量 M_{ξ}^J 和相应的混合角 θ_J :

$$\begin{pmatrix} H_{11}^J - M_{\xi}^J & H_{12}^J \cdots & H_{1\rho}^J \\ H_{21}^J & H_{22}^J - M_{\xi}^J \cdots & H_{2\rho}^J \\ \cdots \cdots \cdots & \cdots \cdots \cdots & \cdots \cdots \cdots \\ H_{\rho 1}^J & H_{\rho 2}^J \cdots & H_{\rho\rho}^J - M_{\xi}^J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\xi 1}^J \\ a_{\xi 2}^J \\ \vdots \\ a_{\xi \rho}^J \end{pmatrix} = 0. \quad (16)$$

式中 $H_{ij}^J = \langle \phi_i^J | H | \phi_j^J \rangle$, H 由(9)式给出.

核子和 Δ 是由 u 、 d 两味层子组成的。可用核子的均方根半径和磁矩分别定出谐振子阱参数 $b_0 = 0.7\text{fm}$ 和 u 、 d 层子的质量 $m_u = m_d = m = 336\text{MeV}/c^{2[15]}$ 。由基态 Δ - N 质量差定出超精细相互作用强度

$$K = -\frac{3}{8} [M_{\Delta}(1232) - M_N(939)] (\sqrt{2\pi}b_0)^3 = -593.5575\text{MeV} \cdot \text{fm}^3.$$

于是,在符合谱的计算中只有五个参数 A_e 、 B_e 、 C_e 、 r_0 和 B 是可调的。

四、结果和讨论

在本节中对如下三种情况分别进行了计算和讨论: (1) 取 $\eta_i = 1$ 和 $\eta_0 = 0$, 即完全

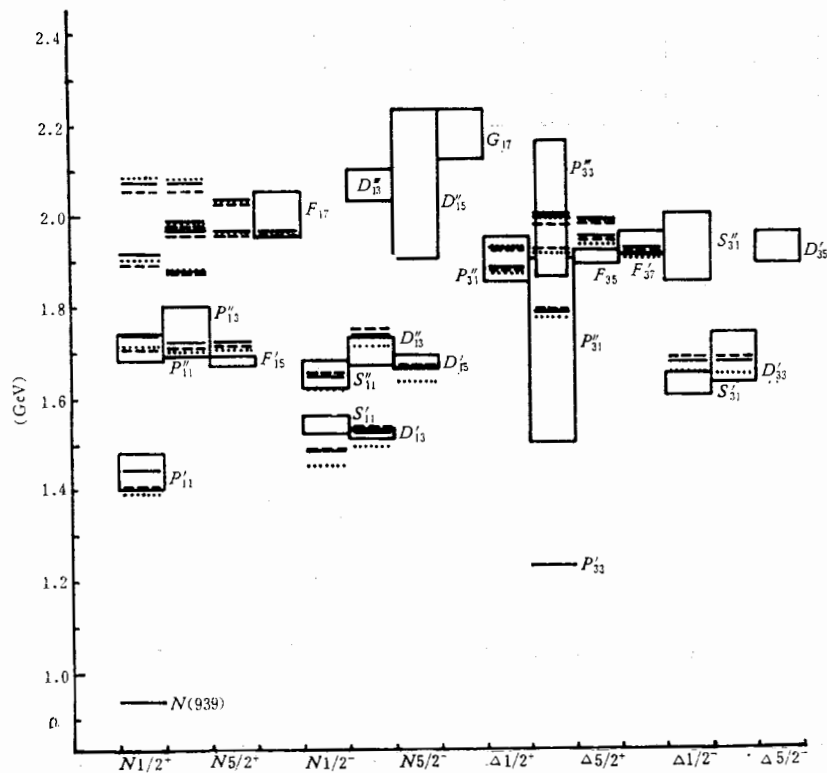


图 1 计算结果与实验的比较

□ 实验值^[21]; — 本文结果;取自文献[14]; ——取自文献[11]

忽略自旋轨道耦合力而只考虑超精细相互作用的贡献; (2) 取 $\eta_i = 0$ 和 $\eta_0 \approx 0$, 即略去张量项考虑接触项和自旋轨道耦合项的贡献; (3) 取 $\eta_i = 1$ 和 $\eta_0 \approx 0$, 即接触项、张量项和自旋轨道耦合项的贡献全部计入。

现在先讨论第(1)种情况。计算结果以实线表示在图1中。图中方框号表示由粒子数据组列出的实验值^[21]。为了比较,图中也分别以虚线和点线表示出 Isgur 和 Karl^[11] 和 Harvey^[14] 的结果。从图中清楚地看出,在本文的理论预言中,除了 S'_{11} 、 F'_{15} 、 S'_{31} 和 F_{35} 这

四个态稍有偏离外,其它17个态的共振位置完全落在实验上测得的质量间隔内(这里顺便指出,图中态 D_{13}'' 、 D_{15}'' 、 G_{17} 、 S_{31}'' 和 D_{35} 是属于更高的激发带的)。同时,计算的混合角也是合理的。例如在第一激发带中,态 S_{11}' 和 D_{13}' 的混合角的计算值是 $\theta_{\frac{1}{2}-} = -31.72^\circ$ 和 $\theta_{\frac{3}{2}-} = 6.36^\circ$,而实验值则分别为 -31.9° 和 10.4° (见表2)。另一方面,从三种理论预言的比较中表明,本文的符合是最好的。这说明采用库仑加指数增长的囚禁势(5)式和超精细相互作用(12)式是能够以合理的精确度统一地描写基态和头两个激发带的核子和 Δ 态的性质。这同时表明,对于符合重子谱来讲,不需要唯一形式的囚禁势。

表1 在 $\eta_1 = 1$ 、 $\eta_0 = 0$ 下符合谱的几组参数值。

B	$r_0(\text{fm})$	$A_c(\text{MeV} \cdot \text{fm})$	$B_c(\text{MeV})$	$C_c(\text{MeV})$
0.04	0.3	831.6998	-0.0120	-841.9546
	0.7	813.9329	-2.7454	-806.6316
	1.3	801.0303	-20.3853	-757.7370
	2.0	793.6860	-54.1254	-703.5922

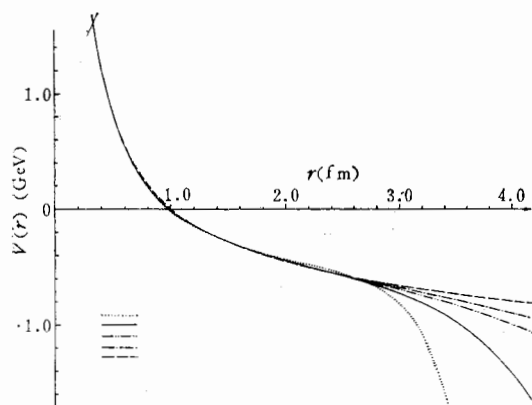


图2 库仑加指数增长的囚禁势的结构

..... $r_0 = 0.3\text{fm}$; — $r_0 = 0.7\text{fm}$; - · - · $r_0 = 1.3\text{fm}$; — · — · $r_0 = 2.0\text{fm}$;
—— 库仑加线性势 V_{LC}

表1中列出几组符合谱的参数 A_c 、 B_c 、 C_c 、 r_0 和 B 的值,它们对应的囚禁势的结构表示在图2中。为了比较,图2中也给出了相应的库仑加线性囚禁势的形状(取参数 $B = 0.04$, $A_c = 774.7564\text{MeV} \cdot \text{fm}$, $B_c = -73.1334\text{MeV}/\text{fm}$ 和 $C_c = -697.7078\text{MeV}$)。从表1和图2中看出,参数 A_c 、 B_c 和 C_c 与相互作用力程 r_0 的值是一一对应的。势在 $r < 1.6\text{fm}$ 区域的形状很接近库仑加线性势,而且受 r_0 的不同取值影响很小,然而在 $r > 1.6\text{fm}$ 的区域中却明显地偏离库仑加线性势,而且随着 r_0 的不同取值而变化, r_0 的取值越大,库仑加指数势偏离库仑加线性势就越小。这表明,所有在内区中具有相同结构的囚禁势都能成功地符合低于 2GeV 的非奇重子谱。为了方便,在其它两种情况的计算中都取

$$r_0 = 0.7\text{fm}.$$

图3中给出三种情况下符合谱的比较,其相应的参数列在表2中。分析结果表明,自

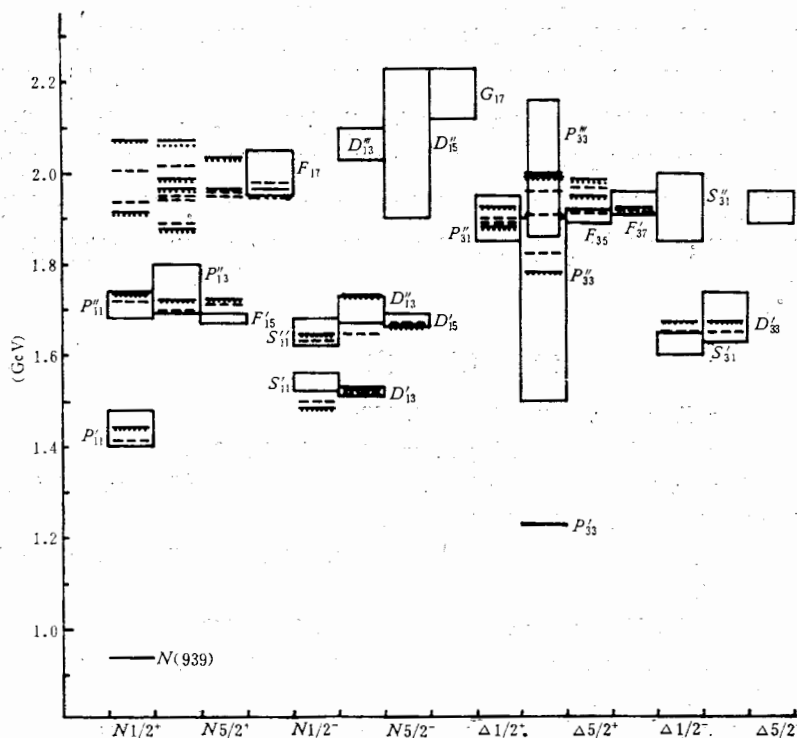


图 3 三种情况下计算结果的比较

□ 实验值^[21] — (1) $\eta_t = 1, \eta_0 = 0$ — (2) $\eta_t = 0, \eta_0 = 0.05$
 (3) $\eta_t = 1, \eta_0 = -1/70$

表 2 三种情况下符合谱的参数值(其中 $r_0 \equiv 0.7\text{fm}$) 和部分混合角
 (其中 $\theta_{3/2^-}$ 和 $\theta_{1/2^-}$ 是分别对应于态 D'_{13} 和 S'_{11} 的混合角)。

	B	$A_e(\text{MeV} \cdot \text{fm})$	$B_e(\text{MeV})$	$C_e(\text{MeV})$	$\theta_{3/2^-}$	$\theta_{1/2^-}$
(1) $\eta_t = 1, \eta_0 = 0$	0.04	813.9329	-2.7454	-806.6316	6.36°	-31.72°
(2) $\eta_t = 0, \eta_0 = \frac{1}{20}$	0.27	891.9101	-1.3800	-868.0777	-2.73°	-1.73°
(3) $\eta_t = 1, \eta_0 = -\frac{1}{70}$	0.04	798.1661	-2.9916	-787.0976	6.71°	-31.05°
实验值 ^[22]					10.4°	-31.9°

旋轨道耦合给出的能级劈裂比实验上测得的值要大一个数量级。即使在完全略去张量项的第(2)种情况中,也只有当取 $\eta_0 < 0.06$ 时,适当地调节参数,是可以符合谱的位置的(见图 3 中的虚线结果),然而不能给出合理的混合角(见表 2)。对于计入张量项的第(3)种情况,则只有取 $\eta_0 < 0.02$ 时,才能给出较好的符合(见图 3 中的点线结果和表 2)。总之,在分析非奇重子谱中如果计入自旋轨道耦合力的贡献时,也必须减少到低于它的自然期望值的 10% 的水平。但从 QCD 的观点出发,自旋轨道耦合力与超精细相互作用一样是来源于单胶子交换的。有人认为^[1],造成自旋轨道耦合力被相对地压低的机制可能有两种。一种认为,一个大的不规则的色磁矩能很容易地调节掉自旋轨道耦合力的贡献。

另一种则认为单胶子交换对自旋轨道耦合力的贡献几乎被谐振子模型中的 Thomas 行差引起的一个自旋轨道力所抵消。此外,在用基态 Δ - N 质量差定超精细相互作用的强度参数 K 时,是否可能过多地计入了超精细相互作用对能量矩阵元的贡献,从而压低了自旋轨道耦合力的贡献? 因为基态核子与 Δ 之间的差异除了自旋外,还有同位旋部分。

综上所述,可以得出结论,在味道无关的库仑加指数增长的囚禁势中运动的非相对论性的层子模型能够统一地描写所有低激发的核子和 Δ 态的性质。对于符合谱来讲,不需要唯一形式的囚禁势;所有在内区中具有相同形状的囚禁势都能成功地符合低于 2GeV 的非奇重子谱。

参 考 文 献

- [1] O. W. Greenberg, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964), 598;
O. W. Greenberg and M. Resnikoff, *Phys. Rev.*, **163** (1967), 1844.
- [2] R. H. Dalitz, in proc. of the Thirteenth Inter. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, 1966 (University of California press, Berkeley, 1967), P. 215.
- [3] A. N. Mitra, *Phys. Rev.*, **142**(1966), 1119; **151**(1966), 1168; D11(1975), 3270; *Annals of Physics*, **43** (1967), 126.
- [4] D. Faiman and A. W. Hendry, *Phys. Rev.*, **173**(1968), 1720; **180**(1969), 1609.
- [5] R. P. Feynman et al., *Phys. Rev.*, D2(1970), 1267; D3(1971), 2706.
- [6] M. Resnikoff, *Phys. Rev.*, D3(1971), 199.
- [7] C. T. Chen-Tsai, S. I. Chu and T. Y. Lee, *Phys. Rev.*, D6(1972), 2451; 2459.
- [8] R. Horgan and R. H. Dalitz, *Nucl. Phys.*, B66(1973), 135;
R. Horgan, *Nucl. Phys.*, B71 (1974), 514.
- [9] A. De Rujula, Howard Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev.*, D12 (1975), 147.
- [10] D. Gronos and I. O. Stamatescu, *Nucl. Phys.*, B112(1976), 213.
- [11] N. Isgur and G. Karl, *Phys. Rev.*, D18(1978), 4187; D19(1979), 2653; D20(1979), 1191; D21 (1980), 1868.
- [12] 高崇寿,高能物理与核物理, **2**(1978), 90.
- [13] 胡宁,高能物理与核物理, **2**(1978), 323;461.
- [14] M. Harvey, *Nucl. Phys.*, A352(1981), 326.
- [15] 郑玉明等,科学通报, **26**(1981), 910.
- [16] O. W. Greenberg, *Nucl. Phys.*, A370(1981) 349.
- [17] K. F. Liu and C. W. Wong, *Phys. Rev.*, D21(1980), 1350.
- [18] C. Quigg and J. L. Rosner, *Phys. Lett.*, 71B(1977), 153.
- [19] J. S. Kang, *Phys. Rev.*, D20(1979), 2978.
- [20] J. P. Elliott and T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc., (London) A232 (1955), 561; S. Gartenhaus and C. Schwartz, *Phys. Rev.*, 108 (1957), 482; E. Baranger and C. W. Lee, *Nucl. Phys.*, **22**(1961), 157.
- [21] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, 111B(1982), 1.
- [22] A. J. G. Hey et al., *Nucl. Phys.*, B95(1975), 516.

UNIFIED ANALYSIS OF EXCITED NUCLEONIC AND Δ 'S SPECTRUM

ZHENG YU-MING

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper it is assumed that the quark-quark two-particle interaction is the coulomb-like plus exponential type confinement potential. The excited nucleonic and Δ 's spectrum below 2 GeV has been studied unifiedly by the potential. The calculated position of the resonances and the predicted mixing angles are in good agreement with the experiments. It is shown that the potential can describe successfully the properties of the low-lying non-strange baryon states.