

一个简单的 K^+N 二体势*

宁平治¹⁾

(南开大学物理系, 天津 300071)

赵恩广

(中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

李波²⁾

(南开大学物理系, 天津 300071)

摘 要

由夸克组分模型出发得到了既包含有心部分也包含自旋轨道耦合部分的一个简单的具有解析形式的 K^+N 二体势, 它可较好地解释 S 波和 P 波 K^+N 二体散射相移, 特别是 P 波的 $l=0, J=1/2$ 道的大相移。

一、引 言

强子-强子相互作用的研究是核物理的基本问题之一。对于核子-核子 (NN) 相互作用已作过许多理论和实验的研究, 得到了诸如 Paris 势和 Bonn 势等较实用的理论 NN 二体势^[1]。对于 K 介子与核子 (KN) 的相互作用则一直研究不多, 这主要是由于过去 KN 散射和 K 核 (KA) 散射实验数据较少。近年来 BNL、CERN 和 KEK 分别完成一批 K 核物理实验, TRIUMF 等 K 介子工厂计划即将实施, 作为 K 核物理研究的基础, 有必要对 KN 二体势作进一步的研究。本文将重点讨论 K^+N 二体势。

迄今在 K^+A 散射计算中为构造光学势而采用的 K^+N 二体势大都是由已有的 K^+N 实验散射振幅定出的 K^+N 二体散射 T 矩阵^[2]。但是 K^+N 实验相移的非唯一性给理论计算带来某些不确定性, 在物理上也是不够基本的。人们期望能有象理论 NN 二体势那样的可供实用的理论 K^+N 二体势, 并由此构造 K^+A 光学势。

正如 NN 二体势可由介子交换模型或夸克模型研究一样, K^+N 二体势也可在上述两类模型的框架下研究。最近 Büffgen 等人^[3]已在介子交换模型框架下导出了 K^+N 二体 T 矩阵。本文将在夸克组分模型下研究 K^+N 二体势。

本文 1991 年 11 月 22 日收到。

* 国家自然科学基金和国家教委博士学科点专项基金资助。

1) 中国科学院理论物理研究所客座。

2) 现通讯处: 清华大学现代应用物理系, 北京 100084。

用非相对论夸克势模型研究 K^+N 相互作用已有一些初步工作。Bender 等人^[4]计算了相互作用的有心部分, 结果虽能较好符合 K^+N 散射 S 波相移, 但不能符合 P 波相移, 甚致给出与实验数据相反的符号。Mukhopadhyay 和 Pirner^[5] 计算了 K^+N 自旋轨道 (SO) 耦合势, 给出一个包含误差函数 (erf) 的复杂的势形式, 仅与 K^+N 散射 P 波相移进行了比较, 虽能部分符合实验数据, 但对 P 波的 $I = 0, J = 1/2$ 道偏差甚大。这使得最近 Labarsonque^[6] 在构造 K^+A 光学势时没有采用文献 [5] 的 K^+N 二体 SO 势, 仅采用了文献 [4] 的有心势, SO 势则唯象地由实验数据参数化定出。本文尝试统一地导出 K^+N 二体有心势和 SO 势, 并期望以较简单的解析形式给出, 以利于方便地构造 K^+A 光学势, 在下一节将简要介绍本文的理论框架, 第三节给出 K^+N 二体势的理论结果, 第四节给出散射相移计算结果及与实验的比较, 第五节是简短的讨论和结论。

二、理论框架

在组元夸克模型下, 用等效的参数化组元夸克质量和禁闭势来反映非微扰量子色动力学 (QCD) 的基本特征。 K^+N 散射的有效哈密顿量为

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^4 \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_q} + \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_s} + \sum_{i<j} (V_{ij}^{\text{QCD}} + V_{ij}^{\text{Conf}}), \quad (1)$$

其中 \mathbf{p}_i 和 m_q 是轻夸克动量 ($i = 1$ 至 4) 和质量, \mathbf{p}_s 和 m_s 分别是奇异反夸克的动量和质量, V_{ij}^{QCD} 是夸克间的 QCD 单胶子交换势, 其形式为^[4,7]

$$V_{ij}^{\text{QCD}} = \frac{1}{4} \alpha_s \boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j \times \left\{ \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{2\pi}{3m_i m_j} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) - \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} \right) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \right] - \frac{1}{4} f(r_{ij}) \left[(\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_{ij}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) - \frac{1}{3} \mathbf{r}_{ij} \times (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_i - \boldsymbol{\sigma}_j) \right] \right\}, \quad (2)$$

其中 α_s 是 QCD 精细结构常数, $\boldsymbol{\lambda}_i$ 表示作用到第 i 个夸克的 Gell-Mann 矩阵。在本工作中, 自旋轨道耦合势的径向因子选为高斯型^[8]:

$$f(r_{ij}) = A_{ij} e^{-\mu_{ij} r_{ij}^2}. \quad (3)$$

上式中强度参数 A_{ij} 和力程参数 μ_{ij} 有如下关系:

$$A_{ij} = \frac{3}{16} (1 + \mu_{ij}/2b)^{5/2} \Delta M, \quad (4)$$

这关系式仅对轻夸克之间的相互作用成立, 且有 $\mu_{ij} = 0.726 \text{fm}^{-2}$, $2b = 0.72 \text{fm}^{-2}$, $\Delta M = 92 \text{MeV}$. 对于轻夸克与 \bar{s} 夸克的相互作用, 可假定力程参数仍是 0.726fm^{-2} , 但 (4) 式不再成立。这里参照 Fermi-Breit 型强度参数的下述关系^[9]

$$A_{qq}/A_{q\bar{q}} = m_{\bar{q}}/m_q \quad (5)$$

来近似确定 $q\bar{q}$ 间的势强度参数。

在 (1) 式中, 唯象夸克禁闭势采取通常的平方势:

$$V_{ij}^{\text{conf}} = \begin{cases} -\frac{1}{2} D \lambda_i \cdot \lambda_j r_{ij}^{-2} & (\text{对 } qq) \\ -\frac{1}{2} D (-\lambda_i \cdot \lambda_j^{\prime}) r_{ij}^{-2} & (\text{对 } q\bar{q}), \end{cases} \quad (6)$$

其中常数 $D = 0.33 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-2}$.

核子和 K^+ 介子可视为两个色单态夸克集团。 K^+N 系统总波函数与五个夸克坐标 x_1, \dots, x_5 有关, 其中 x_1 和 x_3 分别表示 K^+ 介子中的 u 夸克和 s 夸克的坐标。按照生成坐标方法 (GCM), 系统的尝试波函数为

$$\phi = \mathcal{A} \int C(\mathbf{R}) \phi_{\mathbf{R}} d^3\mathbf{R}, \quad (7)$$

$$\phi_{\mathbf{R}} = \phi_{\mathbf{R}}(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5) \chi^{\text{SIC}}. \quad (8)$$

在 (7) 式中, \mathcal{A} 是反对称化算符, 因为 K^+N 系统中的 s 夸克不参与反对称化, 故有

$$\mathcal{A} = 1 - P_{14} - P_{24} - P_{34}. \quad (9)$$

在 (8) 式中, $\phi_{\mathbf{R}}$ 表示系统的空间波函数, \mathbf{R} 为生成坐标; χ^{SIC} 是系统的自旋 (S)-同位旋 (I) 波函数与色 (C) 波函数的乘积。有关自旋-同位旋矩阵元和色矩阵元的计算参见附录。 K^+N 系统的空间波函数如通常所假定^[9], 取为谐振子波函数的乘积:

$$\begin{aligned} \phi_{\mathbf{R}} = & \left\{ \prod_{i=1}^3 \left(\frac{2Q}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left[-Q \left(x_i + \frac{1+K}{4+K} \mathbf{R} \right)^2 \right] \right\} \left(\frac{2Q}{\pi} \right)^{3/4} \\ & \times \exp \left[-Q \left(x_4 - \frac{3}{4+K} \mathbf{R} \right)^2 \right] \\ & \times \left(\frac{2QK}{\pi} \right)^{3/4} \exp \left[-QK \left(x_5 - \frac{3}{4+K} \mathbf{R} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (10)$$

其中 K 为夸克质量比: $K = m_s/m_q$.

由于 K^+N 系统共包含五个夸克, 可能的单胶子交换 (OGE) 作用图应有十个, 但因

核子中的夸克 1 和夸克 2 地位相同, 所以不同的 OGE 作用图实际上只有七个, 如图 1 所示。

对于 K^+N 二体势的有心部分, 在绝热近似下由下式定义^[10]:

$$V_c(\mathbf{R}) = \frac{\langle \phi_{\mathbf{R}} | \sum_{i < j} V_{ij} | \mathcal{A} \phi_{\mathbf{R}} \rangle}{\langle \phi_{\mathbf{R}} | \mathcal{A} | \phi_{\mathbf{R}} \rangle - V(\infty)}, \quad (11)$$

上式中第二项表示第一项当 \mathbf{R} 趋于无穷时的结果。利用前面选定的夸克势和波函数即可对上式进行具体计算, 计算结果见下节。

对于 K^+N 二体势的自旋轨道耦合部分, 利用矩展开方法^[11]计算较方便。为此将 GCM

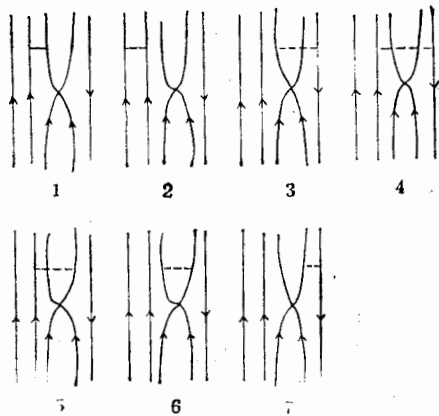


图 1 对势作用核 $V(\mathbf{R}, \mathbf{R})$ 有贡献的作用图
向上的实线表示夸克, 向下的实线表示奇异反
夸克, 虚线表示两体夸克作用

的 Hill-Wheeler 方程中的非定域核在 $R' = R$ 处展开, 引入坐标

$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{2}(R' + R), \\ Y &= R' - R, \end{aligned} \quad (12)$$

则相互作用核的自旋轨道耦合部分可展开为

$$\begin{aligned} V_{os}(R', R) &= V_{os}(X, Y) \\ &= V_0(X)\delta(Y) + V_i^{(1)}(X) \frac{d}{dY_i} \delta(Y) + \frac{1}{2} V_{im}^{(2)}(X) \frac{d}{dY_i} \frac{d}{dY_m} \delta(Y) \\ &\quad + \dots, \end{aligned} \quad (13)$$

其中较低的各项矩分别为

$$V_0(X) = \int V_{os}(X, Y) d^3Y, \quad (14a)$$

$$V_i^{(1)}(X) = - \int Y_i V_{os}(X, Y) d^3Y, \quad (14b)$$

$$V_{im}^{(2)}(X) = \int Y_i Y_m V_{os}(X, Y) d^3Y. \quad (14c)$$

对归一化核 $N(R', R)$ 可作类似展开. 整理后得到定域的 K^+N 自旋轨道耦合势的下述形式:

$$V_{os}(R) = \frac{V_0(R) + \nabla_i V_i^{(1)}(R) + \frac{1}{8} \nabla_i \nabla_m V_{im}^{(2)}(R) + \dots}{N_0(R) + \nabla_i N_i^{(1)}(R) + \frac{1}{8} \nabla_i \nabla_m N_{im}^{(2)}(R) + \dots}. \quad (15)$$

对上式的计算结果见下节.

三、 K^+N 二体势的理论结果

从 (11) 式出发, 利用 (2) 式和 (6) 式给定的夸克势以及 (8) 式和 (10) 式给定的波函数, 不难计算出 $I = 0$ 道和 $I = 1$ 道的 K^+N 二体势的有心部分 $V_c(R)$:

$$V_c^{I=0}(R) = A_1 \exp(-a_1 R^2) + A_2 \exp(-a_2 R^2) + A_3 \exp(-a_3 R^2), \quad (16)$$

$$V_c^{I=1}(R) = \frac{B_1 \exp(-b_1 R^2) + B_2 \exp(-b_2 R^2) + B_3 \exp(-b_3 R^2) + B_4 \exp(-b_4 R^2)}{3 - \exp(-b_4 R^2)}, \quad (17)$$

其中

$$A_1 = \frac{4}{9} \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi} K m_q^2} \left(\frac{2KQ}{1+K} \right)^{3/2}, \quad (18)$$

$$A_2 = \frac{8}{9} \frac{\alpha_i}{\sqrt{\pi} m_q^2} Q^{3/2}, \quad (19)$$

$$A_3 = -\frac{1}{2} A_2, \quad (20)$$

$$a_1 = Q(1 + 3K)/(1 + K), \quad (21)$$

$$a_2 = \frac{5}{4} Q, \quad (22)$$

$$a_3 = Q, \quad (23)$$

$$B_1 = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\sqrt{\pi} m_q^2} \left(\frac{2KQ}{1+K} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{2}{3K} + \frac{1}{K^2} \right), \quad (24)$$

$$B_2 = -\frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\sqrt{\pi} m_q^2} \left(\frac{2KQ}{1+K} \right)^{3/2} \left(2 - \frac{8}{K} + \frac{2}{K^2} \right), \quad (25)$$

$$B_3 = -2A_2, \quad (26)$$

$$B_4 = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s Q}{m_q^2} \sqrt{\frac{Q}{\pi}} \left[\left(\frac{2K}{1+K} \right)^{3/2} \frac{4}{K} \left(\frac{K^2+1}{4K} - 1 \right) + \frac{22}{3} \right], \quad (27)$$

$$b_1 = Q(1+3K)/(1+K), \quad (28)$$

$$b_2 = Q(2+3K)/2(1+K), \quad (29)$$

$$b_3 = \frac{5}{4} Q, \quad (30)$$

$$b_4 = Q, \quad (31)$$

在以上各式中, GCM 尝试波函数中的尺度参数取为 $Q = 1.941 \text{fm}^{-2}$, 夸克势参数取为 $\alpha_s = 0.6$, 夸克质量参数取为 $m_q = 0.25 \text{GeV}$ 和 $m_s = 0.45 \text{GeV}$,^[4] 从而

$$K = m_s/m_q = 1.8.$$

从(15)式出发可进行 K^+N 二体势自旋轨道耦合部分的计算。注意在图1的单胶子交换作用图中只有图1.4和图1.6对交换作用核的计算有贡献,其余五个图由于角动量算符 $\mathbf{L}_{ij} = \mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{P}_{ij}$ 作用在一对 S 态夸克上而贡献为零。此外,为了简化计算,仅在夸克势(2)式和(6)式中区分 \bar{s} 夸克与 u 、 d 夸克的差别,而在空间波函数中对它们不加以区分,但 \bar{s} 夸克不参与反对称化。利用上节所述矩展开方法,将相互作用核的自旋轨道耦合部分 $V_{0s}(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$ 和归一化核 $N(\mathbf{R}', \mathbf{R})$ 分别展开至一级和二级,最后按(15)式算出 K^+N 二体势的自旋轨道耦合部分,对 $I=0$ 道和 $I=1$ 道分别为:

$$V_{0s}^{I=0}(R) = C_1 \exp(-c_1 R^2) + C_2 \exp(-c_2 R^2), \quad (32)$$

$$V_{0s}^{I=1}(R) = \frac{-D_1 \exp(-d_1 R^2) - D_2 \exp(-d_2 R^2)}{[D_3 + (D_4 + D_5 R^2)] \exp(-d_3 R^2)}, \quad (33)$$

其中,

$$C_1 = 2A_{34} C_6^{*x} \left(\frac{10t_{34}}{12-5t_{34}} \right)^{5/2} \left[\frac{3(1+K)}{4+K} \right]^{3/2}, \quad (34)$$

$$C_2 = 3A_{25} C_4^{*x} \left(\frac{10t_{25}}{7} \right)^{5/2} \left[\frac{3(1+K)}{4+K} \right]^{3/2}, \quad (35)$$

$$c_1 = Q, \quad (36)$$

$$c_2 = Q(2-t_{25}), \quad (37)$$

$$D_1 = -\frac{4}{3} A_{34} C_6^{*x} \left(\frac{10t_{34}}{12-5t_{34}} \right)^{5/2}, \quad (38)$$

$$D_2 = A_{25} C_4^{*x} \left(\frac{10t_{25}}{7} \right)^{5/2}, \quad (39)$$

$$D_3 = \left[\frac{4 + K}{3(1 + K)} \right]^{3/2}, \quad (40)$$

$$D_4 = -\frac{1}{3} \left[\frac{2(4 + K)}{2 + 5K} \right]^{3/2} + \frac{1}{4} \left[\frac{2(4 + K)}{2 + 5K} \right]^{5/2}, \quad (41)$$

$$D_5 = -\frac{Q}{6} \left[\frac{2(4 + K)}{2 + 5K} \right]^{5/2}, \quad (42)$$

$$d_1 = d_3 = Q, \quad (43)$$

$$d_2 = Q(2 - t_{25}), \quad (44)$$

在以上各式中, 自旋轨道耦合强度参数 A_{34} 和 A_{25} 由 (4) 式定出, 色矩阵元 C_1^* 和 C_2^* 在附录中给出, 此外, t_{34} 和 t_{25} 由下式定义:

$$t_{ij} = \frac{Q}{\mu_{ij} + Q}, \quad (45)$$

其中 μ_{ij} 是上节给出的力程参数。

四、 K^+N 二体散射相移

为了检验上节的理论结果, 我们利用所得到的 K^+N 二体势计算了 K^+N 二体散射相移。使用标准程序计算出的不同同位旋道的 S 波和 P 波相移分别示于图 2 和图 3, 图中也给出了相应的实验数据。^[12]

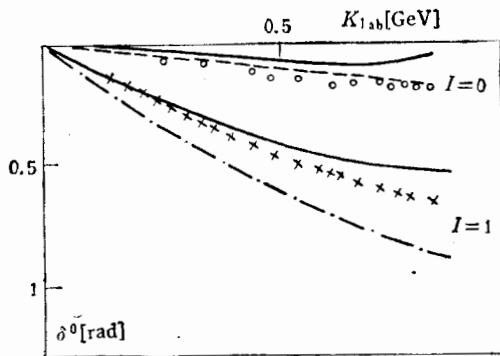


图 2 K^+N 散射 S 波相移
实验数据取自 [12], 和 — — 一线是 [4] 的结果, 实线是本文计算结果

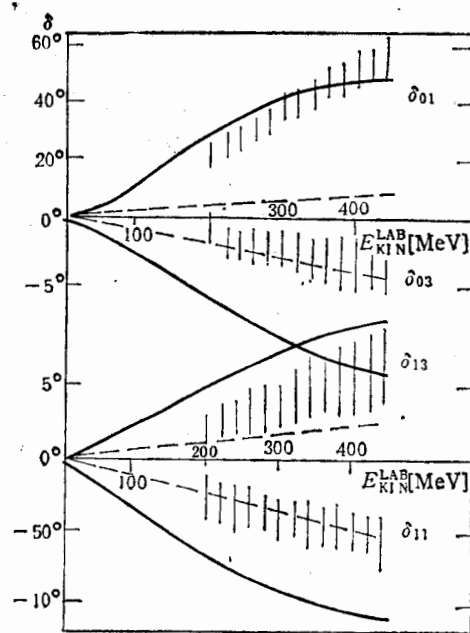


图 3 由 K^+N 的 LS 作用得到的 K^+N 的 P 波相移 $\delta_{l,2j}$
..... 是 [5] 的结果, 实线是我们的结果, 实验数据取自 [13]

图 2 表明, 本文得到的简单的 K^+N 二体势可以相当好地描述 $I=0$ 和 $I=1$ 道的 $K^+N S$ 波散射相移. 相移理论值(实线)与实验数据相当符合, 仅在大动量区理论值略偏高. 图 2 中也给出了 Bender 等人单独研究有心势的理论结果^[4], 见图中虚线, 他们的结果对 S 波相移也很好, 但对 $I=1$ 道在整个动量范围均略偏低.

图 3 给出 $I=0$ 道(上部)和 $I=1$ 道(下部) P 波散射相移的理论结果(实线). 可以看出, 理论相移曲线的趋势与实验数据是一致的, 并且在相移幅度上很好地符合实验 $\delta_{01}(I=0, J=\frac{1}{2})$ 的大相移, 而文献[5]单独研究 K^+N 自旋轨道耦合势给出的 δ_{01} 相移则偏离实验值甚远, 约小五倍左右. 对于 $\delta_{03}(I=0, J=\frac{3}{2})$ 相移, 文献[5]的结果与实验值符合很好, 而我们的结果则高出一倍左右. 对于 $\delta_{13}(I=1, J=\frac{3}{2})$ 相移, 本文的理论结果接近实验数据的上限, 而文献[5]的结果接近实验数据的下限. 对于 $\delta_{11}(I=1, J=\frac{1}{2})$ 相移, 文献[5]的结果很好符合实验, 而本文结果约大一倍以上. 综合上述各道相移曲线与实验数据的比较, 可以看出, 本文由一组固定的夸克势参数同时导出 K^+N 有心势和 SO 势, 从而计算出的 K^+N 散射相移, 其与实验数据的符合程度与文献[4]和文献[5]的结果相比大体上在同一个水平或略好, 而文献[4]和文献[5]的结果是分别研究有心势和 SO 势, 并对夸克势参数进行调节而得到的.

五、结论和讨论

本文由非相对论夸克势出发, 在夸克组分模型框架下导出了一个包含有心部分和自旋轨道耦合部分的 K^+N 二体势, 由此计算出的 K^+N 二体散射相移与实验数据进行了比较. 结果表明, 各同位旋道相移理论曲线与实验数据在符号和趋势上很好符合, 在相移幅度上部分地符合. 特别是对 $I=0, J=\frac{1}{2}$ 道的 P 波散射相移, 理论曲线能够再现实验数据的异常增大. 以上情况说明, 本文的理论框架和方法具有一定合理性, 所导出的 K^+N 二体势可能在构造 K^+A 微观光学势方面具有一定可用性.

由于本工作中的 QCD 单胶子交换势自旋轨道耦合部分的径向因子选用高斯型^[10]以及采用定域近似和矩展开方法, 避免数值求解非定域 GCM 方程, 从而得到了理论 K^+N 二体势的一个较简单的解析形式, 便于物理分析和理论计算. 另外, 在本工作中选取一组固定的夸克势参数对 K^+N 二体势的有心部分和自旋轨道耦合部分作了统一的研究, 在理论计算中不包含可调参数.

本文对 K^+N 二体势的研究仍是初步的, 因为在理论计算中包含三个主要的近似, 其一是对非定域 GCM 方程采取了定域近似; 其二是在矩展开级数中最高仅取到二阶; 其三是仅在夸克势中和波函数的反对称化中考虑了反奇异夸克 \bar{s} 与 u, d 夸克的区别, 而在空间波函数(10)式中为计算简便忽略它们的区别. 这些简化近似可能是导致理论结果与实验数据尚存在某些偏离的原因之一. 研究其他重要因素的影响则需进行较严格的

GCM 计算. 对这些问题的进一步探讨以及由所得到的理论 K^+N 二体势构造 K^+A 微观光学势的工作正在进行中.

附 录

在由夸克势计算 K^+N 二体势过程中用到的自旋-同位旋矩阵元和色矩阵元见下表 (参照正文图 1):

自旋-同位旋矩阵元	$l = 0$ 道	$l = 1$ 道	相应的自旋-同位旋算符
S_0^{qx}	0	$\frac{1}{3}$	$1P_{34}^{SI}$
S_1^{qx}	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{6}$	$\sigma_2 \cdot \sigma_3 P_{34}^{SI}$
S_2^{qx}	1	$-\frac{2}{3}$	$\sigma_1 \cdot \sigma_2 P_{34}^{SI}$
S_3^{qx}	0	-1	$\sigma_3 \cdot \sigma_4 P_{34}^{SI}$
S_4^{qx}	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$	$\sigma_2 \cdot \sigma_3 P_{34}^{SI}$
S_5^{qx}	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{6}$	$\sigma_2 \cdot \sigma_4 P_{34}^{SI}$
S_6^{qx}	0	1	$\sigma_3 \cdot \sigma_4 P_{34}^{SI}$
S_7^{qx}	0	-1	$\sigma_4 \cdot \sigma_3 P_{34}^{SI}$
色矩阵元	$l = 0$ 和 $l = 1$ 道		相应的色算符
C_0^{qx}	$\frac{1}{3}$		$1P_{34}^C$
C_1^{qx}	$-\frac{8}{9}$		$\lambda_2 \cdot \lambda_3 P_{34}^C$
C_2^{qx}	$-\frac{8}{9}$		$\lambda_1 \cdot \lambda_2 P_{34}^C$
C_3^{qx}	$-\frac{16}{9}$		$\lambda_3 \cdot \lambda_4 P_{34}^C$
C_4^{qx}	$\frac{8}{9}$		$\lambda_2 \cdot \lambda_3 P_{34}^C$
C_5^{qx}	$-\frac{8}{9}$		$\lambda_2 \cdot \lambda_4 P_{34}^C$
C_6^{qx}	$\frac{16}{9}$		$\lambda_3 \cdot \lambda_4 P_{34}^C$
C_7^{qx}	$-\frac{16}{9}$		$\lambda_4 \cdot \lambda_3 P_{34}^C$

参 考 文 献

- [1] J. T. Londergan and M. H. MacFarlane, SERC Summer School on Nuclear Physics (2nd: 1987, Rajasthan University). P170.
其中评述了由介子交换模型和夸克模型得到的各种NN二体势。
- [2] 例如, S. Jiang, Z. Hu, X. Wu and P. Ning, *Europhys. Lett.*, **14**(1991), 217.
- [3] R. Büttgen et al., *Nucl. Phys.*, **A506**(1990), 586.
- [4] I. Bender et al., *Z. Phys.*, **C13**(1982), 69; *Nucl. Phys.*, **A414**(1984), 359.
- [5] D. Mukhopadhyay and H. J. Pirner, *Nucl. Phys.*, **A442**(1985), 605.
- [6] J. Labarsonque, *Nucl. Phys.*, **A506**(1990), 539.
- [7] J. Burger et al., *Nucl. Phys.*, **A493**(1989), 427.
- [8] F. Wang and C. W. Wong., *Nucl. Phys.*, **A438**(1985), 620.

- [9] A. Faessler and U. Straub, *Phys. Lett.*, **B183**(1987), 10.
[10] O. Morimatsu et al., *Nucl. Phys.*, **A420**(1984), 573.
[11] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-body Problem*, Springer-Verlag, 1980.
[12] B. R. Martin, *Nucl. Phys.*, **B94**(1975), 413.
B. R. Martin and G. C. Oades, "Baryon 80", edited by N. Isgur (Univ. of Toronto, 1980), P355.
[13] G. Giacomelli et al., *Nucl. Phys.*, **B71**(1974), 138.
R. E. Cutovsky et al., *Phys. Rev.*, **D1**(1970), 2547.

A Simple Analytic K^+N Two-Body Potential

NING PINGZHI

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

ZHAO ENGUANG

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

LI BO

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071)

ABSTRACT

The K^+N two-body potential is calculated in the framework of the constituent quark model. The derived potential includes the central and spin-orbit contributions with a simple analytic form. The K^+N scattering phase shifts are calculated and compared with experimental data. The results show that the potential can provide reasonable good explanation for the K^+N data, particularly for the large phase shift of P -wave $l = 0$, $J = \frac{1}{2}$ channel.