

在一个改进的 Skyrme 模型中 πN 散射的相移*

沈齐兴 李炳安

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

在一个改进的 Skyrme 模型中, 计算了 πN 散射的 P 波相移、Roper 共振的质量和宽度, 改进了从原先的 Skyrme 模型出发所得到的相应的结果.

Skyrme 模型^[1]提供了研究强子结构的一种新的图象. 按照 Skyrme 的观点, 重子被描述为孤粒子. 描述这个模型的最简单的拉氏量为

$$\mathcal{L}_{SK} = \frac{F_\pi^2}{16} \text{Tr} \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger + \frac{1}{32e^2} \text{Tr} [\partial_\mu U U^\dagger, \partial_\nu U U^\dagger]^2. \quad (1)$$

其中 F_π 称为 π 介子衰变常数, 从 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$ 过程定出的 F_π 的值为 186MeV . e 是无量纲的待定常数. (1)式中第二项的引入是为了保证理论具有稳定的孤粒子解.

为了引入 π 介子的质量, Adkins 等人在(1)式的基础上又增加了一项手征对称破缺项^[2]

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{8} m_\pi^2 F_\pi^2 (\text{Tr} U - 2). \quad (2)$$

利用拉氏函数 $\mathcal{L}_{SK} + \mathcal{L}_1$, 在描述核子和 Δ 重子的静态性质方面取得了一定的成功^[2,3](见表1第1列), 计算得到的核子和 Δ 重子的静态性质除个别数值外, 和实验值的误差小于 30% .

可是, 当直接利用这个拉氏量, 用相移分析方法讨论 πN 散射时, 发现所得到的 Roper 共振的质量比实验值大约低 200MeV ^[4], 而且计算得到的 P 波相移 δ_1 一开始随 π 介子能量的增加迅速上升, 但在达到最大值 $\delta_1 \approx 91^\circ$ 后不再继续上升, 而缓慢下降, P 波相移的这种行为和实验结果不符.

本文利用一个改进的拉氏量, 用相移分析方法计算了 πN 散射的 P 波相移、Roper 共振的质量和宽度. 结果表明, 适当选择参数, 可以使计算得到的相移的行为、Roper 共振的质量和宽度与实验相符合.

本文考虑的拉氏量为

* 国家自然科学基金资助的研究课题.
本文1987年11月11日收到.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SK} + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_6. \quad (3)$$

其中

$$\mathcal{L}_4 = \frac{\gamma}{8e^2} [\text{Tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger)]^2. \quad (4)$$

这一项是 Donoghue 等人为了用 Skyrme 模型得到正确的 $\pi\pi$ 散射的 D 波振幅而首先引入的^[5], 该文由实验值定出 γ 的值为

$$\gamma = 0.16 \pm 0.04. \quad (5)$$

(3) 式中含有六次微商的项 \mathcal{L}_6 为

$$\mathcal{L}_6 = -\frac{\eta}{96e^4 F_\pi^2} \text{Tr} [\partial_\mu U U^\dagger, \partial^\nu U U^\dagger] [\partial_\nu U U^\dagger, \partial^\rho U U^\dagger] [\partial_\rho U U^\dagger, \partial^\mu U U^\dagger]. \quad (6)$$

其中 η 是一个无量纲的待定参数. 一个类似的六次微商项首先是由 Jackson 等人为了了解决用 Skyrme 模型来讨论核子-核子散射时所出现的困难而引入的^[6]. 这一项本质上反映了 ω 介子的影响^[7].

按照 Skyrme 的假定, (3) 式中的 U 是如下的 $SU(2)$ 矩阵:

$$U(\mathbf{x}, t) = A(t) U_0(\mathbf{x}) A^\dagger(t). \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} U_0(\mathbf{x}) &= \exp\{iF(r)\hat{\mathbf{x}} \cdot \boldsymbol{\tau}\}, \\ A(t) &= i\boldsymbol{\alpha}(t) \cdot \boldsymbol{\tau} + a_0(t). \end{aligned} \quad (8)$$

$\boldsymbol{\tau}$ 为通常的泡利矩阵. (本文将采用文献[2]中采用的符号).

将 Skyrme 的假定(7)代入拉氏量(3), 可以得到经典孤粒子的质量

$$\begin{aligned} M &= \frac{4\pi F_\pi}{e} \int d\tilde{r} \tilde{r}^2 \left\{ \frac{1}{8} \left(F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) + \frac{\sin^2 F}{2\tilde{r}^2} \left(\frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} + 2F'^2 \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\gamma}{2} \left(F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right)^2 + \frac{\eta}{\tilde{r}^4} F'^2 \sin^4 F + \frac{1}{4} \beta^2 (1 - \cos F) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

其中 F' 表示 F 对变量 \tilde{r} 的一次微商, 而

$$\tilde{r} = eF_\pi r, \quad \beta = \frac{m_\pi}{eF_\pi}. \quad (10)$$

m_π 是 π 介子的质量. 由(9)式我们即可导出 $F(\tilde{r})$ 所满足的如下的运动方程

$$\begin{aligned} &\left\{ \frac{1}{4} + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} - 2\gamma \left(3F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) + \frac{2}{\tilde{r}^4} \eta \sin^4 F \right\} F'' \\ &+ \left\{ \frac{1}{\tilde{r}^2} \sin 2F - 2\gamma \left(\frac{2F'}{\tilde{r}} + \frac{\sin 2F}{\tilde{r}^2} \right) + \frac{2\eta}{\tilde{r}^4} \sin^2 F \sin 2F \right\} F'^2 \\ &+ \left(\frac{1}{2\tilde{r}} - \frac{4\eta}{\tilde{r}^5} \sin^4 F \right) F' - \frac{1}{4\tilde{r}^2} \sin 2F - \frac{1}{\tilde{r}^4} \sin^2 F \sin 2F \\ &+ \frac{4\gamma}{\tilde{r}^4} \sin^2 F \sin 2F - \frac{1}{4} \beta^2 \sin F = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

对于重子数等于 1 的孤粒子, $F(\tilde{r})$ 满足以下的边界条件:

$$F(\tilde{r} = 0) = \pi, \quad F(\tilde{r} = \infty) = 0. \quad (12)$$

由拉氏量(3)得到的矢量流和轴矢量流分别为

辰

重子被

(1)

e 是

尔破缺

(2)

定的成
成值的导到的
台随 π , P 波per 共
共振

$$\begin{aligned}
V_\mu^a &= -i \left(\frac{F_\pi^2}{8} + \frac{\gamma}{2e^2} \text{Tr} \partial_\nu U \partial^\nu U^\dagger \right) \text{Tr} \tau^a (U \partial_\mu U^\dagger + U^\dagger \partial_\mu U) \\
&\quad - \frac{i}{8e^2} \text{Tr} \{ [\tau^a, \partial_\nu U U^\dagger] [\partial_\mu U U^\dagger, \partial^\nu U U^\dagger] + [\tau^a, \partial_\nu U^\dagger U] [\partial_\mu U^\dagger U, \partial^\nu U^\dagger U] \} \\
&\quad + \frac{i\eta}{32e^4 F_\pi^2} \text{Tr} \{ [\tau^a, \partial_\nu U U^\dagger] [[\partial^\nu U U^\dagger, \partial_\rho U U^\dagger], [\partial^\rho U U^\dagger, \partial_\mu U U^\dagger]] \\
&\quad + [\tau^a, \partial_\nu U^\dagger U] [[\partial^\nu U^\dagger U, \partial_\rho U^\dagger U], [\partial^\rho U^\dagger U, \partial_\mu U^\dagger U]] \}. \\
A_\mu^a &= i \left(\frac{F_\pi^2}{8} + \frac{\gamma}{2e^2} \text{Tr} \partial_\nu U \partial^\nu U^\dagger \right) \text{Tr} \tau^a (\partial_\mu U^\dagger U - \partial_\mu U U^\dagger) \\
&\quad - \frac{i}{8e^2} \text{Tr} \{ [\tau^a, \partial_\nu U^\dagger U] [\partial_\mu U^\dagger U, \partial^\nu U^\dagger U] - [\tau^a, \partial_\nu U U^\dagger] [\partial_\mu U U^\dagger, \partial^\nu U U^\dagger] \} \\
&\quad + \frac{i\eta}{32e^4 F_\pi^2} \text{Tr} \{ [\tau^a, \partial^\nu U^\dagger U] [[\partial^\nu U^\dagger U, \partial_\rho U^\dagger U], [\partial^\rho U^\dagger U, \partial_\mu U^\dagger U]] \\
&\quad - [\tau^a, \partial_\nu U U^\dagger] [[\partial^\nu U U^\dagger, \partial_\rho U U^\dagger], [\partial^\rho U U^\dagger, \partial_\mu U U^\dagger]] \}. \tag{13}
\end{aligned}$$

利用文献[2]中采用的集体坐标和正则量子化方法,可以得到核子和重子 Δ 的质量

$$m_N = M + \frac{3}{8\lambda}, \quad m_\Delta = M + \frac{15}{8\lambda}. \tag{14}$$

其中 M 已由(9)式给出,而

$$\begin{aligned}
\lambda &= \frac{2\pi}{3} \frac{1}{e^3 F_\pi} \Lambda, \\
\Lambda &= \int d\tilde{r} \tilde{r}^2 \sin^2 F \left\{ 1 + 4 \left(F'^2 + \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) \right. \\
&\quad \left. - 8\gamma \left(F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) + 8\eta F'^2 \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right\}. \tag{15}
\end{aligned}$$

由于本文所考虑的拉氏量(3)比文献[2]中考虑的拉氏量增加了 \mathcal{L}_4 和 \mathcal{L}_6 二项,文献[2]中给出的有关核子静态性质的部分公式需要作相应的修改,其中轴矢耦合常数

$$g_A = -\frac{2\pi}{9e^2} D, \quad (\beta \approx 0). \tag{16}$$

其中

$$\begin{aligned}
D &= \int d\tilde{r} \tilde{r}^2 \left\{ F' + \frac{\sin 2F}{\tilde{r}} + 4 \left(\frac{\sin 2F}{\tilde{r}} F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} F' \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^3} \sin 2F \right) - 8\gamma \left(F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) \left(F' + \frac{\sin 2F}{\tilde{r}} \right) \right. \\
&\quad \left. + 8\eta \left(\frac{1}{\tilde{r}^3} F'^2 \sin^2 F \sin 2F + \frac{1}{\tilde{r}^4} F' \sin^4 F \right) \right\}. \tag{17}
\end{aligned}$$

核子的同位旋矢量均方半径

$$\begin{aligned}
\langle r^2 \rangle_{I=1} &= \frac{1}{e^2 F_\pi^2} \frac{1}{\Lambda} \int d\tilde{r} \tilde{r}^4 \sin^2 F \left\{ 1 + 4 \left(F'^2 + \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) \right. \\
&\quad \left. - 8\gamma \left(F'^2 + \frac{2 \sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) + 8\eta F'^2 \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right\}. \tag{18}
\end{aligned}$$

核子的轴形状因子的均方半径

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_A = & \frac{3}{5e^2 F_\pi^2} \frac{1}{D} \int d\tilde{r} \tilde{r}^4 \left\{ \left(1 + \frac{8}{\tilde{r}^2} \sin^2 F \right) F' \right. \\ & + \frac{2 \sin 2F}{\tilde{r}} \left[1 + 4 \left(F'^2 + \frac{\sin^2 F}{\tilde{r}^2} \right) \right] \\ & - 8\gamma \left(F'^2 + \frac{2}{\tilde{r}^2} \sin^2 F \right) \left(F' + \frac{2 \sin 2F}{\tilde{r}} \right) \\ & \left. + 8\eta \left(\frac{2}{\tilde{r}^3} F'^2 \sin^2 F \sin 2F + F' \frac{\sin^4 F}{\tilde{r}^4} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

其中 D 由(17)式给出, 同位旋标量 g 因子和同位旋矢量 g 因子分别为

$$\begin{aligned} g_{I=0} = & -\frac{2m_N}{\pi^2} \frac{e}{F_\pi} \frac{1}{\Lambda} \int d\tilde{r} \tilde{r}^2 F' \sin^2 F, \\ g_{I=1} = & \frac{8\pi}{9} \frac{m_N}{F_\pi} \frac{\Lambda}{e^3}. \end{aligned} \quad (20)$$

其中 Λ 给出在(15)式中, 其它的公式在形式上保持不变, 不再一一列出. 另外, 我们还计算了文献[8]中给出的核子的强作用半径的均方值

$$\langle r^2 \rangle_i = \frac{3}{5} \frac{1}{\beta^2 e^2 F_\pi^2} \left\{ \beta^2 \frac{\int d\tilde{r} \tilde{r}^5 \sin F}{\int d\tilde{r} \tilde{r}^3 \sin F} - 10 \right\}. \quad (21)$$

如果把物理质量 $m_N = 939\text{MeV}$ 、 $m_\Delta = 1232\text{MeV}$ 以及 $m_\pi = 138\text{MeV}$ 作为输入, 那么由(14)式和(10)式将完全确定参数 F_π 、 e 和 β 的值. 因此, 现在的自由参数只有 γ 和 η , 而且 γ 的选择受到(5)式的限制. 下面我们来讨论 πN 散射, 用相移分析的方法, 由 Roper 共振的物理质量 $m_{N^*} = 1440\text{MeV}$ 来确定参数 γ 和 η . 为此, 我们考虑围绕经典孤粒子的一个小的涨落:

$$U(\mathbf{x}, t) = \exp\{iF(\mathbf{r})\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{\mathbf{x}} + if(r)e^{-i\omega t}\boldsymbol{\tau} \cdot \hat{\mathbf{x}}\}, \quad (22)$$

$$f(r) \ll F(r).$$

其中 $\omega = \sqrt{m_\pi^2 + k^2}$, k 是 π 介子的动量.

将(22)式代入(3)式并由拉氏方程即得 $f(r)$ 满足的运动方程:

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\tilde{r}^2}{4} + 2 \sin^2 F - 2\gamma(3\tilde{r}^2 F'^2 + 2 \sin^2 F) + \frac{2\eta}{\tilde{r}^2} \sin^4 F \right\} f''(\tilde{r}) \\ & + \left\{ \frac{\tilde{r}}{2} + 2F' \sin 2F - 2\gamma(6\tilde{r}^2 F' F'' + 6\tilde{r} F'^2 + 2F' \sin 2F) \right. \\ & \left. + \frac{4\eta}{\tilde{r}^2} \left(F' \sin^2 F \sin 2F - \frac{1}{\tilde{r}} \sin^4 F \right) \right\} f'(\tilde{r}) \\ & + \left\{ \tilde{\omega}^2 \left(\frac{\tilde{r}^2}{4} + 2 \sin^2 F \right) + 2F'' \sin 2F + 2F'^2 \cos 2F - \frac{1}{2} \cos 2F \right. \\ & \left. - \frac{2}{\tilde{r}^2} \sin^2 F \cos 2F - \frac{1}{\tilde{r}^2} \sin^2 2F - \frac{1}{4} \beta^2 \tilde{r}^2 \cos F \right\} f(\tilde{r}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - 2\gamma \left[2F'' \sin 2F + 2F'^2 \cos 2F - \frac{2}{\tilde{r}^2} (2 \sin^2 F \cos 2F \right. \\
& \left. + \sin^2 2F) + \tilde{\omega}^2 (\tilde{r}^2 F'^2 + 2 \sin^2 F) \right] \\
& + \frac{2\eta}{\tilde{r}^2} \left[2F'' \sin^2 F \sin 2F + F'^2 (2 \sin^2 F \cos 2F + \sin^2 2F) \right. \\
& \left. - \frac{4}{\tilde{r}} F' \sin^2 F \sin 2F + \tilde{\omega}^2 \sin^4 F \right] \} f(\tilde{r}) = 0. \quad (23)
\end{aligned}$$

其中

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega}{eF_\pi}.$$

$f(\tilde{r})$ 满足边界条件

$$f(\tilde{r} = 0) = 0, \quad f(\tilde{r} = \infty) = 0. \quad (24)$$

当 $\tilde{r} \rightarrow \infty$ 时, 方程(23)简化为

$$\tilde{r}^2 \frac{d^2}{d\tilde{r}^2} f(\tilde{r}) + 2\tilde{r} \frac{d}{d\tilde{r}} f(\tilde{r}) + [(\tilde{\omega}^2 - \beta^2)\tilde{r}^2 - 2]f(\tilde{r}) = 0. \quad (25)$$

方程(25)的解可以表示成

$$f(\tilde{r}) = \cos \delta_1 j_1(\tilde{k}\tilde{r}) - \sin \delta_1 n_1(\tilde{k}\tilde{r}). \quad (26)$$

其中 $j_1(\tilde{k}\tilde{r})$ 和 $n_1(\tilde{k}\tilde{r})$ 是二类一阶球 Bessel 函数, $\tilde{k} = \sqrt{\tilde{\omega}^2 - \beta^2}$, δ_1 即为我们要求的 P 波相移. 所以, 通过求解满足边界条件(24)的方程(23), 并和(26)比较, 即可得到如下的 P 波相移

$$\delta_1 = \operatorname{arctg} \left\{ \frac{Af(\tilde{r}) + \tilde{r}f'(\tilde{r})C}{Bf(\tilde{r}) + \tilde{r}f'(\tilde{r})D} \right\}. \quad (27)$$

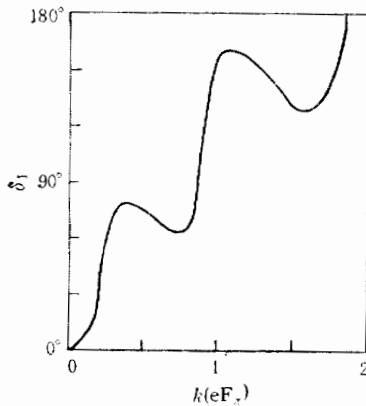
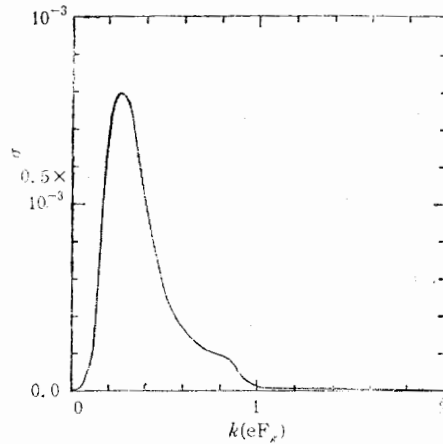
其中

$$\begin{aligned}
A &= \frac{2 \sin \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2} - \frac{2 \cos \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}\tilde{r}} - \sin \tilde{k}\tilde{r}, \\
B &= \cos \tilde{k}\tilde{r} - \frac{2 \sin \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}\tilde{r}} - \frac{2 \cos \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2}, \\
C &= \frac{\sin \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2} + \frac{\cos \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}\tilde{r}}, \\
D &= -\frac{\cos \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}^2 \tilde{r}^2} - \frac{\sin \tilde{k}\tilde{r}}{\tilde{k}\tilde{r}}. \quad (28)
\end{aligned}$$

计算结果表明: 第一, 如果取 $\gamma = 0$, 即拉氏量(3)中不包含对称项 \mathcal{L}_4 时, P 波相移 δ_1 的行为和由拉氏量(1)得到的 P 波相移的行为基本相似, 即 δ_1 上升到某个最大值(例如当 $\eta = 1$ 时, $\max \delta_1 = 67^\circ$) 后, 不再上升, 而缓慢下降, 而且 δ_1 的最大值随 η 的增大而减小. 第二, 如果取 $\eta = 0$, 即当拉氏量(3)不包含六次微商项 \mathcal{L}_6 时, 如 γ 取值较小(譬如 $\gamma = 0.02$), P 波相移的行为类同; 如 γ 取值较大(譬如 $\gamma = 0.09$), 相移的行为发生明显的变化, δ_1 在经过 90° 后将继续上升, 从而其基本行为得到改善. 但是, 无论 γ 取

表 1

	文献[2,3]的结果	本文的结果	实验值
m_N (MeV)	939(输入)	939(输入)	939
m_Δ (MeV)	1232(输入)	1232(输入)	1232
m_π (MeV)	138(输入)	138(输入)	138
F_π (MeV)	108	123	186
$\langle r^2 \rangle_{I=0}^{1/2}$ (fm)	0.68	0.68	0.72
$\langle r^2 \rangle_{I=1}^{1/2}$ (fm)	1.04	0.95	0.88
$\langle r^2 \rangle_{M,I=0}^{1/2}$ (fm)	0.74	0.66	0.81
$\langle r^2 \rangle_{M,I=1}^{1/2}$ (fm)	0.80	0.73	0.80
$\langle r^2 \rangle_A^{1/2}$ (fm)	0.28	0.37	0.72
$\langle r^2 \rangle_{3/2}^{1/2}$ (fm)	0.80	0.67	
μ_p	1.97	1.97	2.793
μ_n	-1.24	-1.24	-1.913
g_A	0.65	0.65	1.23
$g_{\pi NN}$	11.9	9.7	13.5
$g_{\pi N\Delta}$	17.8	14.5	20.3
$\mu_{N\Delta}$	2.3	2.3	3.3
σ	49	40	36 ± 20

图 1 相移 δ_1 (单位度) 随 π 介子动量 k (以 eF_π 为单位) 的变化图 2 截面 σ 随 π 介子动量 k (以 eF_π 为单位) 的变化

什么值, 都不可能得到合适的 Roper 共振的质量。第三, 当拉氏量既包含 \mathcal{L}_4 又包含 \mathcal{L}_6 时, 如果 γ 被严格限制在(5)式给出的范围时, 计算得到的 Roper 共振的质量将高于实验值。例如, 当 $\gamma = 0.12$, $\eta = 2.92$ 时, 得到 Roper 共振的质量 $m_{N^*} = 1458 \text{ MeV}$, m_{N^*} 随 γ 的增大而增大。(虽然, m_{N^*} 随 η 的减小而减小, 但对于给定的 γ , η 不能无限减小, 否则方程(11)没有稳定的孤粒子解, 例如在 $\gamma = 0.12$ 时, 如 $\eta \leq 2.91$, 就没有稳定的孤粒子解。)最后, 我们选取参数

$$\gamma = 0.115, \quad \eta = 2.15. \quad (29)$$

3)

4)

5)

6)

求
如

7)

28)

皮相
[例
普大
较小
为发
 γ 取

这时可以得到和实验完全符合的 Roper 共振的质量。在这组参数下计算得到的相移 δ_1 被给出在图 1 中。在图 2 中我们给出了截面

$$\sigma = \frac{12\pi}{k^2} \sin^2 \delta_1. \quad (30)$$

随 π 介子动量 k 的变化,从图中可以看到, Roper 共振的宽度

$$\Gamma = 150\text{MeV}. \quad (31)$$

在表 1 的第 2 列中我们给出了在选择参数(29)时得到的核子的静态性质。

在原先的 Skyrme 模型的基础上计算得到的 πN 散射的 Roper 共振的质量比实验值大约低 200MeV, 而且计算得到的 P 波相移 δ_1 在达到最大值 $\delta_1 \approx 91^\circ$ 后不再继续上升到 180° , 这是和实验不符的, 本文在一个包含对称四次微商项 \mathcal{L}_4 和六次微商项 \mathcal{L}_6 的改进的 Skyrme 模型中, 计算了 πN 散射的 P 波相移以及 Roper 共振的质量和宽度, 得到的质量和实验值完全一致, 宽度在实验误差范围内, 相移 δ_1 能较快地上升到 180° , 这是与实验符合的。我们并不期待在这个模型中解释 P 波相移的细致行为。

参 考 文 献

- [1] T. H. R. Skyrme, *Proc. Roy. Soc.*, **A260**(1961), 127; **A262**(1961), 237.
- [2] G. S. Adkins, C. R. Nappi and E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B228**(1983), 552; G. S. Adkins and C. R. Nappi, *Nucl. Phys.*, **B233**(1984), 109.
- [3] Bing An Li and Qi Xing Shen, *Commun. in Theor. Phys.*, **6**(1986), 65.
- [4] C. Hajduk and B. Schwesinger, *Phys. Lett.*, **B140**(1984), 172; J. D. Breit and C. R. Nappi, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 889; A. Hayashi, G. Eckart, G. Holzwarth and H. Walliser, *Phys. Lett.*, **147B**(1984), 5.
- [5] J. F. Donoghue, E. Golowich and B. R. Holstein, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 747.
- [6] A. Jackson, A. D. Jackson, A. S. Goldhaber, G. E. Brown and L. C. Castillejo, *Phys. Lett.*, **154B**(1985), 101.
- [7] U. B. Kaulfuss and U.-G. Meissner, *Phys. Lett.*, **154B**(1985), 193; M. Lacombe, B. Loiseau, R. Vinh Mau and W. N. Cottingham, *Phys. Lett.*, **169B**(1986), 121.
- [8] 李炳安, 高能物理与核物理, **3**(1987), 426.

πN SCATTERING PHASE SHIFTS IN A MODIFIED SKYRME MODEL

SHEN QIXING LI BINGAN

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

The P -wave phase shift of πN scattering and the mass and width of the Roper resonance are computed in a modified Skyrme model. The results are better than those calculated from the original Skyrme model.