

从夸克势模型研究核子-介子和 ISOBAR-介子顶角函数

余友文 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文从在非相对论近似下得到的单胶子交换传递位出发,用生成坐标方法计算了核子-介子和 ISOBAR-介子的顶角函数. 顶角的耦合常数与实验符合得很好,顶角的形状因子基本上是一个高斯型的分布.

一、引 言

在我们以前的工作中^[1],从单胶子交换理论在非相对论近似下导出了产生一对正反夸克对的传递位 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$. 展开到 $O\left(\frac{1}{c^2}\right)$ 为止,在坐标表象此传递位可表示为:

$$\begin{aligned} V_{q \rightarrow qq\bar{q}}(1, 2) = & \frac{i}{2\pi} a_s \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{4} \left\{ \frac{\pi}{2mc} \left[\frac{2}{r^2} \sigma_1 \cdot n + \frac{i}{r^2} (\sigma_1 \times \sigma_2) \cdot n \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2i}{r} \sigma_1 \cdot p_2 \right] - \frac{i}{m^2 c^2} \left[\frac{2}{r^2} \sigma_1 \cdot p_2 + \frac{i}{r^2} (\sigma_1 \times \sigma_2) \cdot p_2 \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{4}{r^2} (\sigma_1 \cdot n)(n \cdot p_2) - \frac{2i}{r^2} (\sigma_1 \times \sigma_2) \cdot n(n \cdot p_2) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{2i}{r} (n \cdot p_2)(\sigma_1 \cdot p_2) \right] \right\} \quad (1) \end{aligned}$$

作为第一步在 [1] 中我们只选取了传递位中的动量无关项,用生成坐标的方法计算了核子-介子顶角的耦合常数和顶角的形状因子. 所得到的结果是很有兴趣的,定性地与实验符合,这反映了这个模型的框架有一定的合理性. 在这篇文章中我们进一步把传递位(1)中所有的项都包括进来,用生成坐标的方法重新计算了核子-介子顶角的耦合常数和形状因子,同时还研究了核子-Isobar-介子和 Isobar-Isobar-介子顶角的耦合常数和形状因子. 在参数值合理的范围内得到了与实验值相当好的符合.

二、计算结果

本文所用的计算方法与参考文献 [1] 中所给出的方法是相同的. 在此仅仅是把传递

位(1)中的八项全部计算进来. 为了避免重复, 在此把计算方法和公式都略去不写, 把结果以表和图的形式给出如下.

在计算中有五个参数, 胶子-夸克相互作用耦合常数 α_s , 夸克质量 m , 核子半径 b_N , Isobar 半径 b_Δ 和介子半径 b_b . 我们把 α_s , m 和 b_N 取为 Oka 和 Yazaki^[2] 计算重子谱所定出的参数值:

$$\alpha_s = 1.39, m = 300\text{MeV}/c^2, b_N = 0.6\text{fm} \quad (2)$$

把介子半径 b_b 取为 0.4—0.5fm, Isobar 半径 b_Δ 取为 0.6 和 0.65fm. 具体选用的 b_b 和 b_Δ 给在每个表的下方. 表中 μ 是介子质量与核子质量之比. 表中的 (I) 代表只考虑了传递位(1)中 $0\left(\frac{1}{c}\right)$ 项的计算结果, (II) 代表 $0\left(\frac{1}{c}\right)$ 和 $0\left(\frac{1}{c^2}\right)$ 项都考虑了的计算结果. 在表的最后一列给出了相应的 $SU(3)$ 关系耦合常数, 它由实验的核子-介子耦合常数值通过 $SU(3)$ 关系所给出.

对于 η 介子还必须指出, 在这个计算中未考虑奇异夸克, 只是把 η 介子看作是由 u, d 夸克所组成, 所以理论值只是由 u, d 夸克贡献的耦合常数, 我们以 $f_{NN\pi}^{(u,d)}$ 来表示它们. 而实际上所观察到的 η 和 η' 介子, 由于 $SU(3)$ 质量破缺它们的波函数在 $SU(3)$ 模型里都是由 $SU(3)$ 的八重态 η_8 和单态 η_1 组成, $\sin\theta$ 和 $\cos\theta$ 为其波函数的组合系数, $\theta = -24^\circ$

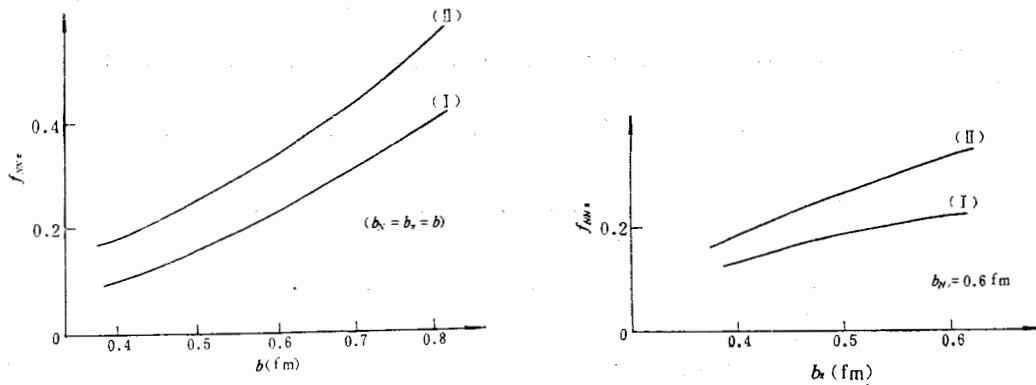


图1 $f_{NN\pi}$ 随 b_N 和 b_π 的变化

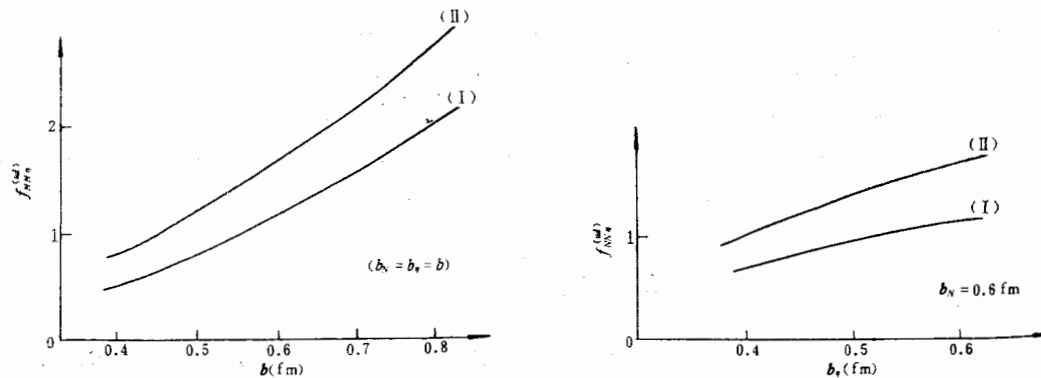
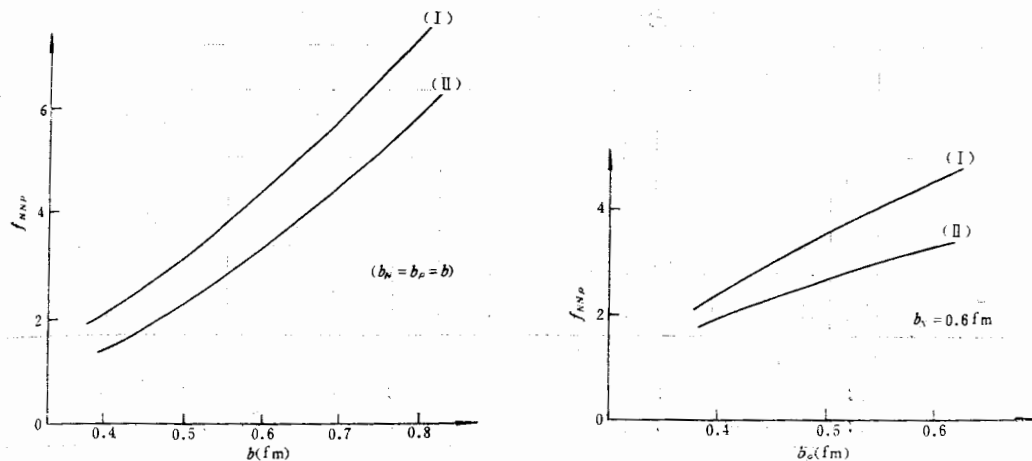
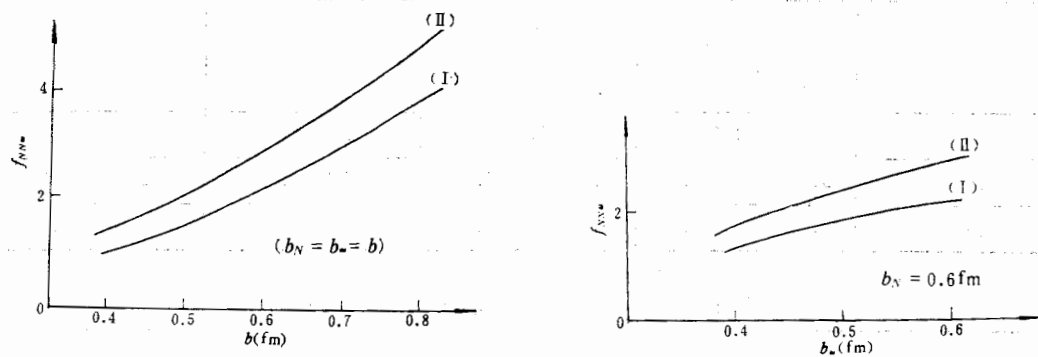


图2 $f_{NN\pi}^{(u,d)}$ 随 b_N 和 b_π 的变化

图 3 $f_{NN\rho}$ 随 b_N 和 b_ρ 的变化图 4 $f_{NN\omega}$ 随 b_N 和 b_ω 的变化表 1 核子 (Isobar)- π 介子顶角的耦合常数

	理 论				实 验 ^[21]	SU(3)
	(I)		(II)			
	(a)	(b)	(a)	(b)		
$f_{NN\pi}$	0.186		0.272		0.274—0.281	
$f_{N\Delta\pi}$	0.364	0.390	0.544	0.582	0.51—0.62	0.46—0.48
$f_{\Delta\Delta\pi}$	0.037	0.039	0.054	0.055		0.054—0.056

$$\mu = 0.15, \quad b_\pi = 0.5 \text{ fm}$$

$$(a): b_\Delta = 0.6 \text{ fm}, \quad (b): b_\Delta = 0.65 \text{ fm}$$

是由 Gell-Mann-Okubo 质量公式的线性形式给出的值, $\theta = -11^\circ$ 是由质量公式的二次式给出的数值。所以 η 和 η' 是含有奇异夸克对的组分的。由实验定出的耦合常数 $f_{NN\eta}$ 和 $f_{N\Delta\eta}$ 以及 θ 的值, 可以定出实验上的 $f_{NN\eta}^{(ad)}$ 。另外, 我们知道当只考虑单胶子交换相互作用时, 在核子介子顶角中是不存在奇异夸克对 $s\bar{s}$ 的分量的。因此当我们假设耦合常数主要是由单胶子交换作用决定时, 则可定义另一个混合角 $\theta = -12.6^\circ$ 。这个角度与由质量破缺的二次式给出的角度 $\theta = -11^\circ$ 甚相近。相应于这些 θ 值的耦合常数 $f^{(ad)}$ 均

表2 核子 (Isobar)- η 介子顶角的耦合常数

	理 论				实 验 ^[3]			
	(I)		(II)		$\theta = -12.6^\circ$	$\theta = -24^\circ$	$\theta = -11^\circ$	
	(a)	(b)	(a)	(b)				
$f_{NN\eta}^{(ud)}$	(c)	0.960	1.363		(e)	1.464	0.884	2.34
	(d)	0.716	1.002		(f)	1.017	0.617	1.65
$f_{\Delta\Delta\eta}^{(ud)}$	(c)	0.960	1.022	1.363	1.413			
	(d)	0.716	0.746	1.002	1.015			

$$\mu = 0.585,$$

$$(a): b_\Delta = 0.6\text{fm}, (b): b_\Delta = 0.65\text{fm},$$

$$(e): f_{NN\eta} = 0.806, f_{NN\eta'} = 1.517$$

$$(c): b_\eta = 0.5\text{fm}, (d): b_\eta = 0.4\text{fm}$$

$$(f): f_{NN\eta} = 0.560, f_{NN\eta'} = 1.049$$

表3 核子 (Isobar)- ρ 介子顶角的耦合常数

	理 论				实 验 ^[3]	SU(3)
	(I)		(II)			
	(a)	(b)	(a)	(b)		
$f_{NN\rho}$	2.055		2.488		1.97—2.46	
$f_{N\Delta\rho}$	3.638	3.952	4.464	4.833	4.0—4.86	3.34—4.17
$f_{\Delta\Delta\rho}$	0.458	0.479	0.576	0.579		0.39—0.49

$$\mu = 0.82,$$

$$b_\rho = 0.4\text{fm},$$

$$(a): b_\Delta = 0.6\text{fm},$$

$$(b): b_\Delta = 0.65\text{fm}$$

表4 核子 (Isobar)- ω 介子顶角的耦合常数

	理 论				实 验 ^[3]	SU(3)
	(I)		(II)			
	(a)	(b)	(a)	(b)		
$f_{NN\omega}$	1.414		1.783		1.17—2.44	
$f_{\Delta\Delta\omega}$	1.414	1.487	1.783	1.799		1.17—2.44

$$\mu = 0.82,$$

$$b_\omega = 0.4\text{fm},$$

$$(a): b_\Delta = 0.6\text{fm},$$

$$(b): b_\Delta = 0.65\text{fm}$$

表5 不同 μ 值的耦合常数

	$\mu = m_b/m_N$	$\mu = 2/3$
$f_{NN\omega}$	0.272 ($\mu = 0.15$)	0.287
$f_{NN\eta}^{(ud)}$	1.363 1.002 ($\mu = 0.585$)	1.332 0.985
$f_{NN\rho}$	2.488 ($\mu = 0.82$)	2.514
$f_{NN\omega}$	1.783 ($\mu = 0.82$)	1.812

$$b_\rho = b_\omega = 0.4\text{fm},$$

$$b_\eta = 0.5\text{fm}, 0.4\text{fm}; b_\pi = 0.5\text{fm}$$

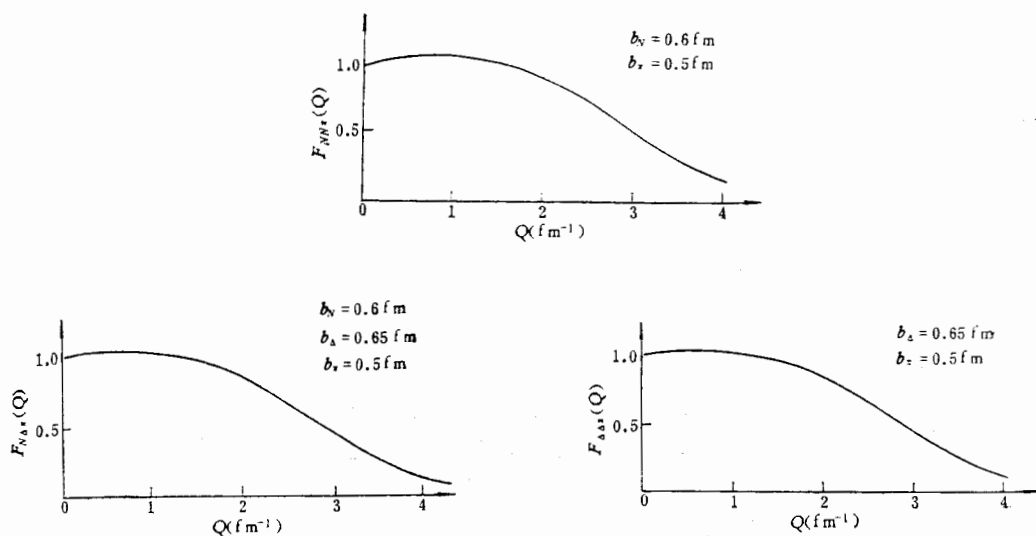


图 5 π -核子 (Isobar) 的形状因子

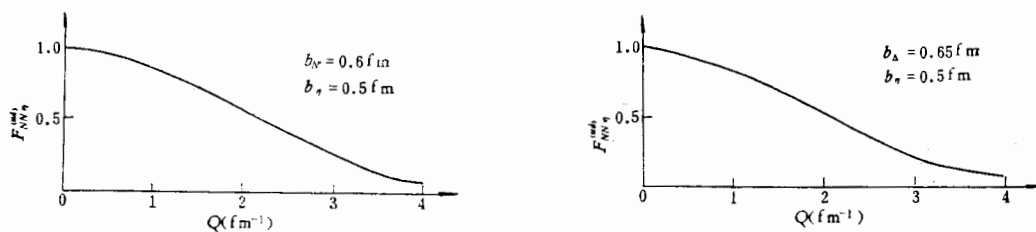


图 6 η -核子 (Isobar) 的形状因子

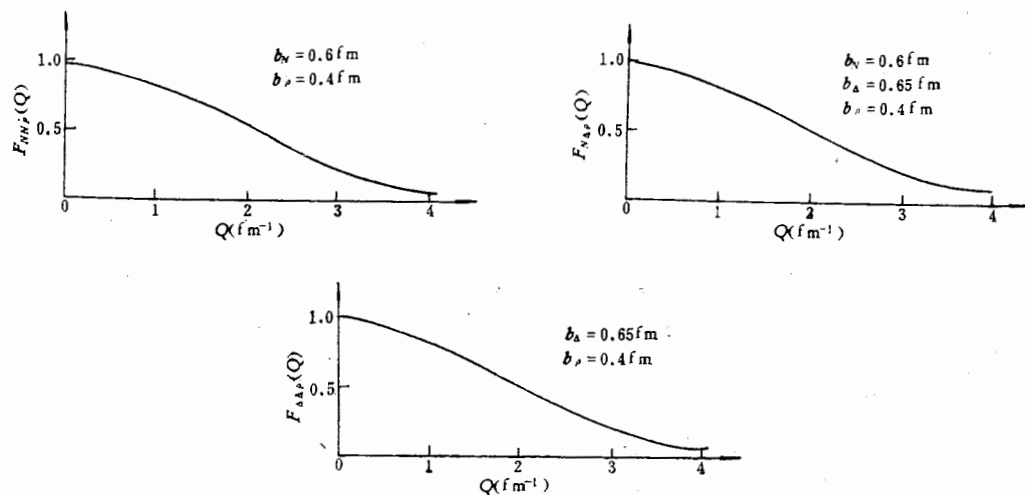
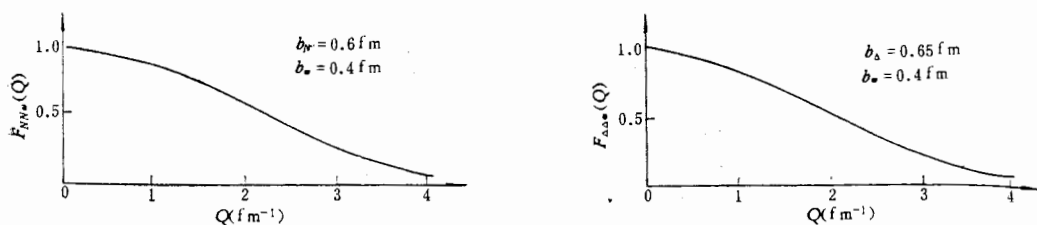


图 7 ρ -核子 (Isobar) 的形状因子

给出在表 2 中。

关于耦合常数随不同 μ 的变化以及耦合常数随半径参数 b_N 和 b_b 变化的关系, 分别

图8 ω -核子 (Isobar) 的形状因子

给在表5和图1至图4中。

我们还计算了核子 (Isobar)-介子顶角的形状因子。形状因子的定义为:

$$F_{NN'M}(Q) = f_{NN'M}(Q)/f_{NN'M}(Q=0) \quad (3)$$

理论结果给出在图5至图8中。对于 π 介子,它的形状因子可近似由下列函数来表示它

$$(1 + aQ^2)\exp(-\beta Q^2) \quad (4)$$

其中 $a = 0.333$, $\beta = 0.230$ 。而对于 η, ρ 和 ω 介子,它们的形状因子可由高斯函数来表示它们:

$$\begin{aligned} \exp(-\beta' Q^2), \beta' = 0.150 \text{ 对核子-介子顶角} \\ \beta' = 0.165 \text{ 对 Isobar-介子顶角} \end{aligned} \quad (5)$$

因为这个结果依赖于夸克的波函数,因此也只能期望从我们的这个模型中得到一些核子 (Isobar)-介子顶角形状因子定性的一些知识。

三、几点讨论

1. 理论计算的耦合常数与实验值符合得相当好。不仅是核子-介子顶角的耦合常数与实验相符,并且 Isobar-介子顶角的耦合常数与实验也符合得很好。在理论上 $f_{N\Delta\pi}/f_{NN\pi} \simeq 2$, $f_{N\Delta\rho}/f_{NN\rho} \simeq 1.9$,与相应的实验值很接近,这比由简单的 $SU(3)$ 模型给出的关系式 $f_{N\Delta\pi}/f_{NN\pi} = f_{N\Delta\pi}/f_{NN\rho} = \left(\frac{72}{25}\right)^{1/2} = 1.7$ 更接近实验值。这说明了这个模型在描述核子 (Isobar)-介子顶角结构有其合理的内核。

2. 关于半径参数选取的问题。我们知道,质子电荷半径的实验值是 0.8fm ,而在夸克模型中的 b_N 是裸核子的半径,它应比实验值 0.8fm 小。现在一般取为符合重子谱的值 0.6fm 。在电子产生实验中观察到的 π 介子的半径约是 0.6fm ,它比核子的半径要小。因此在夸克模型中将其取为比 0.6fm 更小的值是合理的,例如取为 0.4fm 到 0.5fm 之间。另外再根据 ρ 介子的零点波函数比 π 介子零点波函数高这一事实,应该把 b_ρ 取得比 b_π 小一些。在计算结果中可看到一个较好的选择是把赝标介子的 b_b 取为 0.5fm ,把矢量介子的 b_b 取为 0.4fm 。由于没有 Isobar 半径的实验值我们将它取为等于或略大于核子的半径也是合理的。在表中可看到耦合常数随 b_Δ 的变化是不敏感的,把 b_Δ 取为 0.6fm 和取为 0.65fm 的计算结果基本上没有什么变化。另外在图1至图4中可看到,在理论计算中当把 $b_N = 0.6\text{fm}$ 固定以后,耦合常数随 b_b 的变化是缓慢的。所有这样说明了本文所得到

的一些结果不会因半径参数略有变动而有较大的改变。

3. 在表 5 中可看到耦合常数随 μ 的变化也是不敏感的(表中 $\mu = 2/3$ 相当于把核子和正反夸克对的质量分别看作是 $3m$ 和 $2m$ 的 μ 值). 这是一个非常有兴趣的结果, 它意味着耦合常数不会因为正反夸克对的质量不同而有较大的改变。

4. 对于 η 介子, 我们定出了另一个混合角 $\theta = -12.6^\circ$, 它接近于质量破缺二次式定出的 $\theta = -11^\circ$. 理论计算的 $f_{\pi\pi}^{(\eta)}$ 与对应于 $\theta = -12.6^\circ$ 从实验上定出的 $f_{\pi\pi}^{(\eta)}$ 值是很接近的。

5. 在传递位(1)中共有八项. 其中有六项是与价夸克的动量有关的. 因为 P 波在核子 (Isobar)-介子相对运动中起着重要的作用, 所以动量有关项是重要的而不能略去. 这一特点与低能 $N-N$ 散射情况是不同的, 因为在那儿 S 波是主要的, 因此夸克之间相互作用中的动量有关项可以略去. 计算结果表明, 包括动量有关项后的结果与实验符合得更好。

6. 在传递位中 $O\left(\frac{1}{c^2}\right)$ 项的贡献是次要的, 对赝标介子约占理论值的 30%, 对矢量介子约占理论值的 20%, 这符合非相对论近似的要求。

7. 顶角形状因子基本上是高斯型分布. 这种形式的顶角形状因子可以在核子-核子相互作用中给出软心的结果. 在核力的单玻色交换理论中曾作为一种猜测, 选用过高斯型的形状因子, 给出了核力软心的结果. 因此从夸克势模型理论导出这一结果是令人感兴趣的。

所有的结果表明非相对论的单胶子交换传递位可用来研究核子 (Isobar)-介子顶角的结构, 它相当好地给出了核子 (Isobar)-介子顶角的耦合常数. 因此我们可以期望在这个模型的基础上, 通过处理海夸克效应有可能再现核力介子交换理论中的介子交换势。

参 考 文 献

- [1] Zhang Zong-ye and Yu You-wen, *Commun. in Theor. Phys.*, 1(1982), 783; 2(1983), 1357;
余友文、张宗焯, 高能物理与核物理, 7(1983), 575.
- [2] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Lett.*, 90B (1980), 41.
- [3] M. M. Nagels et al., *Nucl. Phys.*, B147(1979), 189.

NUCLEON-MESON VERTEX FUNCTIONS AND ISOBAR-MESON VERTEX FUNCTIONS FROM QUARK POTENTIAL MODEL

YU YOU-WEN ZHANG ZONG-YE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The matrix elements of the nucleon-meson vertices and isobar-meson vertices due to one gluon exchange transition potential are calculated by using the generator coordinate method. The coupling constants of the vertices are in good agreement with the experimental data and the form factors of the vertices are much like the Gaussian functions.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100