

介子的空间结构对于顶角的影响

殷家驹 张宗焯 余友文

(中国科学院高能物理研究所)

摘要

研究了介子中单夸克空间波函数是 $0S$ 态和 $1S$ 态混合时对重子-介子顶角结构函数的影响, 并与单夸克波函数只是 $0S$ 态的结果进行了比较. 结果发现, 对 π 介子的耦合常数有较明显的改进.

一、引言

关于核力微观机制的讨论一直不断地取得进展. 核力的介子交换理论取得了很大成功, 但最明显的缺陷是核力的短程排斥芯不能由此理论得到解释. 自从强子的夸克结构理论取得了成功, 人们就希望从夸克层次的相互作用来解释核子-核子相互作用.

首先是 Liberman^[1] 和 DeTar^[2] 分别用势模型和 MIT 口袋模型计算了 N-N 相互作用, 得到了短程排斥芯, 接着出现了不少这方面的工作, 特别是 Harvey^[3], Yazaki^[4], Faessler^[5], 考虑了更多的效应(组态混合, 道耦合, 各种对称性), 使用了更精确的方法, 给出了 N-N 相互作用的短程排斥芯.

但我们看到: 如果只用夸克-夸克之间交换胶子的相互作用机制, 即只用图 1 这些过程, 则在这些工作中, 计算相移的, 得到的全是负的相移; 算等效位的, 得到全是递减函数. 即在所讨论的能量、作用半径的范围内, 得到的全部都是排斥力. 这说明仅仅考虑夸克之间直接的胶子交换得不到 N-N 之间的中长程吸引力. 由文献 [6] 和 [7] 所代表的一类工作指出: 如果考虑进海夸克效应, 从一个价夸克产生出一对海夸克, 则可以形成色单态的正反夸克对在核子之间传递相互作用, 即有图 2 的过程

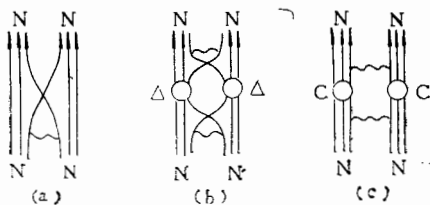


图 1 N-N 相互作用的夸克模型

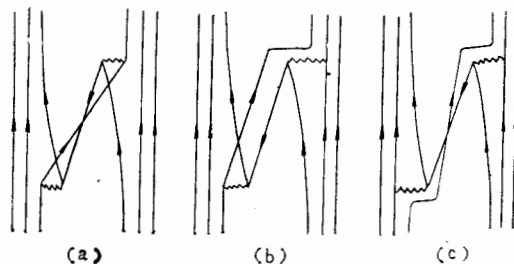


图 2 N-N 相互作用的等效介子交换过程

则空
状比
的作
Me
Me
Me
虑着
发合

传

式

σ_1

把这角
态算是我

则我们可得到等效于介子交换的微观 NN 相互作用。在以前的工作中^[7], 用 GCM 方法, 空间波函数取了单纯的 0S 基态波函数, 计算了 N-M (介子) Δ -M 顶角的耦合常数和形状因子, 结果是令人鼓舞的。但耦合常数计算值与实验值尚有差距, 主要是 π 介子的差别比较大, 当只考虑 $1/c$ 项的贡献时, 理论值占实验值的 37%~38%, 加上高阶修正 $1/c^2$ 项的贡献, 比例约为 56%。 π 介子可能是一个比较特殊的介子, 我们知道, 在强子谱的工作中, π 介子的质量的理论值一直与实验值不符, 用 MIT 口袋算出 π 介子质量约 400 MeV, Liberman 用势模型算出是 370 MeV。通常选用等效夸克质量为 300 MeV 或 350 MeV, 则 $q\bar{q}$ 对质量和约为 600~700 MeV, 但由 $q\bar{q}$ 对组成的 π 介子质量实验值为 140 MeV, 可知 π 介子中 $q\bar{q}$ 之间结合能极大, 是一个很特殊的束缚态。从核模型的角度考虑: π 介子可能不是简单的两个处于 0S 基态的 $q\bar{q}$ 对的组合, 而是混入了高激发分波, 有着复杂组态混合和空间结构的体系。本文试尝了在 π 介子的单夸克波函数中加入 1S 激发分波, 即认为单夸克波函数是 0S 波和 1S 波的混合来计算 π 介子的耦合常数, 研究耦合常数的数值随 1S 波混合系数的变化关系。

二、计算结果和讨论

在我们以前的工作中^[7], 已经导出了单个夸克通过胶子交换激发一对正反夸克对的传递位:

$$V_{q \rightarrow q\bar{q}}(\mathbf{r}) = -\frac{\pi\alpha_s}{2m} \left\{ \frac{2}{r^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{n}) + \frac{i}{r^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{n} + \frac{2i}{r} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \right\} \\ + \frac{1}{m^2} \left\{ \frac{2i}{r^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p}_2) - \frac{4i}{r^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{n})(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_2) - \frac{1}{r^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{p}_2 \right. \\ \left. + \frac{2}{r^2} [(\boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{n}][\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_2] + \frac{2}{r} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_2)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \right\}, \quad (1)$$

式中

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r} = \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}, \quad (2)$$

$\boldsymbol{\sigma}_1$ 及 $\boldsymbol{\sigma}_2$ 分别是海夸克及价夸克的自旋, m 是夸克质量, \mathbf{p}_2 是价夸克的初动量。

并由此计算了重子-介子的顶角函数 $\langle \phi^{(f)} | V_{q \rightarrow q\bar{q}} | \phi^{(i)} \rangle$ 。不过, 在以前的计算中我们把单夸克的波函数只取为最低的 0S 态波函数。如前所述, 由于 π 介子性质的特殊性, 在这里我们研究若组成介子的夸克的波函数是 0S 态和 1S 态的混合, 它对重子-介子的顶角函数将会产生一些什么影响。

计算方法与我们以前的工作基本相同, 但由于构成介子的夸克有一部份几率处于 1S 态, 因此在坐标空间中一共要处理如下的八个过程(见图 3)。本文为了避免过于复杂的计算, 只计算了在传递位中量级为 $1/c$ 项的贡献, 而略去传递位中量级为 $1/c^2$ 项的贡献。这是因为以前的计算指出了传递位中这量级为 $1/c^2$ 项的贡献约占总值的 20%~30%, 因此我们相信在这个计算中已经考虑了主要的项了。

在坐标空间中, 我们把介子中单夸克波函数选为如下的组态混合形式,

$$\varphi_q = \lambda_0 \varphi_0 + \lambda_1 \varphi_1$$

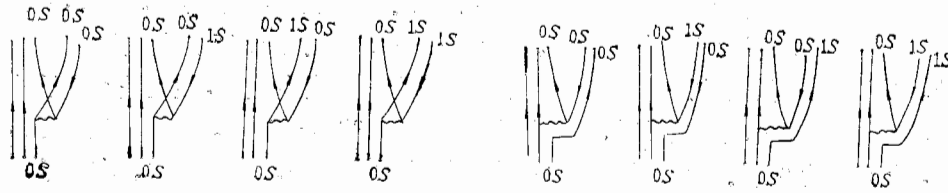


图3 重子介子顶角

其中 φ_0 和 φ_1 分别为归一化的 $0S$ 态和 $1S$ 态的谐振子波函数。由 φ_q 的归一化条件知 $\lambda_0^2 + \lambda_1^2 = 1$ 。因此介子的波函数为:

$$\begin{aligned} \varphi_m &= \varphi_q \varphi_{\bar{q}} = (\lambda_0 \varphi_{0s}^q + \lambda_1 \varphi_{1s}^q) \cdot (\lambda_0 \varphi_{0s}^{\bar{q}} + \lambda_1 \varphi_{1s}^{\bar{q}}) \\ &= \lambda_0^2 \varphi_{0s}^q \varphi_{0s}^{\bar{q}} + \lambda_0 \lambda_1 (\varphi_{0s}^q \varphi_{1s}^{\bar{q}} + \varphi_{1s}^q \varphi_{0s}^{\bar{q}}) + \lambda_1^2 \varphi_{1s}^q \varphi_{1s}^{\bar{q}}. \end{aligned} \quad (3)$$

严格讲,应该有一个理论方法给出 λ_0 和 λ_1 的值。但这里我们仅限于研究假设 φ_0 和 φ_1 有混合时给结果带来的影响。对所考虑的八个图,初态都相同,是一个 (qqq) 集团,末态是 $(qqq)(q\bar{q})$ 集团。将 $(q\bar{q})$ 的空间波函数取为 φ_m , 则可在参考文献 [7] 中那样,采用相同的计算方法,最后可以得到用夸克传递位模型计算的 NNM , $N\Delta M$, $\Delta\Delta M$ 顶角函数的结构。

计算中共有五个参数:单胶子交换的耦合常数 α_s , 夸克的质量 m , 核子、isobar、介子的半径 b_N , b_Δ , b_π 。它们都是在重子谱的计算中并考虑其它物理条件选定的。这里仍按我们前文的取法:

$$\alpha_s = 1.39, m = 300 \text{ MeV}/c^2, b_N = b_\Delta = 0.6 \text{ fm}.$$

分别计算了 $b_\pi = 0.5 \text{ fm}$, $b_\pi = 0.6 \text{ fm}$ 的情形。

这里主要研究了 $N-\pi$, $\Delta-\pi$ 的耦合常数随 λ_0^2, λ_1^2 的变化关系。在表 1 中给出了计算

表1 π 介子耦合常数随 $0S$ 波比例的变化关系

	λ_0^2	λ_1^2	Theor.		exp ^[8]	Theor./exp		相对提高			
			(a)	(b)		(a)	(b)	(a)	(b)		
$f_{NN\pi}$:	1	0	0.105	0.100	0.274~0.281	38%	36%				
	0.95	0.05	0.141	0.130		51%	47%			13%	11%
	0.90	0.10	0.152	0.139		53%	50%			17%	14%
	0.80	0.20	0.162	0.148		59%	54%			21%	18%
	0.70	0.30	0.164	0.151		60%	55%			22%	19%
	0.65	0.35	0.163	0.150		59%	54%			21%	18%
$f_{N\Delta\pi}$:	1	0	0.206	0.196	0.51~0.62	40%	38%				
	0.95	0.05	0.272	0.249		53%	49%			13%	11%
	0.90	0.10	0.293	0.267		57%	52%			17%	14%
	0.80	0.20	0.311	0.283		61%	55%			21%	17%
	0.70	0.30	0.315	0.287		62%	56%			22%	18%
	0.65	0.35	0.313	0.287		61%	56%			21%	18%

续表

$f_{\Delta\Delta\pi}$	λ_0^2	λ_1^2	Theor.		SU(3)关系导出	Theor./exp		相对提高	
			(a)	(b)		(a)	(b)	(a)	(b)
1	0	0	0.021	0.020	0.054~0.056	39%	37%		
0.95	0.05	0	0.028	0.026		52%	48%	13%	11%
0.90	0.10	0	0.030	0.028		56%	51%	17%	14%
0.80	0.20	0	0.032	0.030		60%	54%	21%	17%
0.70	0.30	0	0.033	0.031		61%	56%	22%	19%
0.65	0.35	0	0.0325	0.030		60%	55%	21%	18%

的结果及与实验比较的情况。表中的 (a) 和 (b) 分别指 $b_\pi = 0.5\text{fm}$ 和 $b_\pi = 0.6\text{fm}$ 时的计算结果。表中最后一列的相对提高是指当考虑了 $1S$ 态的混合后理论与实验之比值改进的程度。从结果中我们看到:

(1) $NN\pi$, $N\Delta\pi$, $\Delta\Delta\pi$ 的顶角对于 π 介子空间结构的变化非常敏感。在 π 介子中稍加一点高激发分波, 顶角耦合常数值就立即得到明显的改善。例如: 只考虑 $1/c$ 项的贡献时, 仅仅加入 5% 的 $1S$ 激发态, 耦合常数值就提高了 11%~13%, 使得更接近于实验值。这说明 π 介子中夸克的高激发态分量(如 $1S$ 波)是重要的。

(2) 对结果影响明显的是 (3) 式中的交叉项 $\lambda_0\lambda_1(\varphi_{0s}^q\varphi_{1s}^{\bar{q}} + \varphi_{1s}^q\varphi_{0s}^{\bar{q}})$ 。因此 λ_1 与 λ_0 的相对符号是重要的。在此, 我们选取了 λ_0 与 λ_1 相反的符号, 以使得矩阵元加大。至于这种相位选取与介子结构的关系, 有待进一步研究。

(3) 随着 $1S$ 分波比例加大, 耦合常数值得到稳定的改善, 但渐趋缓慢。当 $1S$ 分波加到 30% 左右时, 顶角耦合常数基本上达到了修正的峰值。这时理论值约占实验值的 55%~60%, 超过了没有 $1S$ 修正时 $1/c$ 和 $1/c^2$ 项的总贡献。当 $1S$ 激发分波比例大于 30% 时, 耦合常数值又下降了, 不再形成改善。这说明 $1S$ 分量过大并不能改善理论与实验的符合程度, 从物理上看也是合理的。

(4) 这里略去了 $1/c^2$ 项的贡献, 但从夸克只处于 $0S$ 基态的运算中得到经验: 对于 π 介子, $1/c^2$ 项的贡献占大约 30%。若使用这个比例, 把 $1/c$ 和 $1/c^2$ 项贡献全计算进来, 则很可能得到更接近实验值的结果。

(5) 最后, 从计算的结果看到: $NN\pi$, $N\Delta\pi$, $\Delta\Delta\pi$ 顶角对于 π 介子空间结构变化的关系是相一致的, 对同一个比例, 顶角函数得到改善的幅度几乎完全一样。

同时, 我们也研究了 ω , ρ 介子顶角的耦合常数随 λ_0^2 , λ_1^2 的变化关系, 这里以 $b_0 = 0.6\text{fm}$ 的情况为例。计算结果见表 2。

表 2 ω , ρ 介子的耦合常数随 $0S$ 波函数比例的变化关系

$f_{NN\omega}$	λ_0^2	λ_1^2	Theor.	exp	Theor./exp	相对提高
1	0	0	0.905	1.17~2.44	77%	
0.99	0.01	0	0.981		84%	7%
0.98	0.02	0	0.990		85%	8%
0.97	0.03	0	0.986		84%	7%
0.95	0.05	0	0.966		83%	6%

$f_{\Delta\Delta\omega}$ 的结果算出与 $f_{NN\omega}$ 完全一样.

$f_{NN\rho}$:	$\lambda_0^?$	$\lambda_1^?$	Theor.	exp	Theor./exp	相对提高
	1	0	1.343	1.97~2.46	68%	
	0.99	0.01	1.471		75%	7%
	0.98	0.02	1.488		76%	8%
	0.97	0.03	1.486		75%	7%
	0.95	0.05	1.455		74%	6%

$f_{N\Delta\rho}$:	$\lambda_0^?$	$\lambda_1^?$	Theor.	exp	Theor./exp	相对提高
	1	0	2.356	4.0~4.86	59%	
	0.99	0.01	2.571		64%	5%
	0.98	0.02	2.598		65%	6%
	0.97	0.03	2.593		65%	6%
	0.95	0.05	2.539		63%	4%

$f_{\Delta\Delta\rho}$:	$\lambda_0^?$	$\lambda_1^?$	Theor.	SU(3)关系	Theor./exp	相对提高
	1	0	0.293	0.39~0.49	75%	
	0.99	0.01	0.318		81%	6%
	0.98	0.02	0.321		82%	7%
	0.97	0.03	0.320		82%	7%
	0.95	0.05	0.313		80%	5%

对于含 ω , ρ 介子的顶角, 我们看到:

$NN\omega$, $\Delta\Delta\omega$; $NN\rho$, $N\Delta\rho$, $\Delta\Delta\rho$ 这些顶角, 对于 ω , ρ 介子空间结构的变化也较为敏感, 刚加入了 1% 的 1S 分波, 顶角耦合常数就提高 5%~7%。但总的提高幅度不大, 当加入 2% 的 1S 分波后, 提高到 8%, 这已达到修正峰值。加入更多 1S 分波而耦合常数值就开始减小了。

这个结果说明了, 对矢量介子, 考虑有高激发组态混合的空间结构时, 对顶角只有不大的修正。很可能 ω , ρ 介子就是比较单纯的处于 0S 基态的 q, \bar{q} 对组成。这与下述事实是一致的——用夸克处于 0S 基态的重介子谱计算值与实验符合较好。

综合起来, 在单夸克波函数中统一取为含有高激发分波组态混合的形式 $\lambda_0\varphi_0 + \lambda_1\varphi_1$, 结果比只用 0S 基态的情况好。上述计算对 π 介子顶角的改进明显, 原因是在传递位中与动量有关项 $\frac{2i}{r}(\sigma_1 \cdot p_2)$ 对波函数比较敏感, 1S 波的矩阵元比 0S 波的大许多; 并且这一项对于 μ 小的情况重要 ($\mu = \frac{m_M}{m_N}$ 是介子与核子的质量比)。而 π 介子的质量轻, 正是 μ 小的情况, 所以有较大的改进。这一结果, 不仅对于研究顶角耦合常数是有意义的, 对于了解介子的结构也有参考作用。

参 考 文 献

- [1] D. A. Liberman, *Phys. Rev.*, D16(1977), 1542.
 [2] C. DeTar, *Phys. Rev.*, D17(1978), 323.

[3]
 [4]
 [5]

[6]
 [7]

is s
 the
 for

- [3] M. Harvey, *Nucl. Phys.*, A352(1980), 301 and 326.
[4] M. Oka, K. Yazaki, *Phys. Lett.*, 90B(1980), 41.
[5] A. Faessler et al., *Phys. Lett.*, 112B (1982), 201; A. Faessler et al., *Nucl. Phys.*, A402 (1983), 55.
[6] I. Duck, *Phys. Lett.*, 77B (1978), 223; W. Weise, E. Werner, *Phys. Lett.*, 101B (1981), 223.
[7] Zhang Zong-ye, Yu You-wen, *Commun. in Theor. Phys.*, 1(1982), 783; *Nucl. Phys.*, A426(1984), 557.

THE INFLUENCE OF THE MESON RADIAL STRUCTURE ON THE VERTEX FUNCTIONS

YIN JIA-JU ZHANG ZONG-YE YU YOU-WEN

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

ABSTRACT

The influence of the meson radial structure on the meson-baryon vertex functions is studied. A mixing wave function of $0S$ state and $1S$ state is used to compare with the $0S$ structure calculation. The result shows that the mixing structure is important for improving the coupling constant of $NN\pi$ vertex.