

# 层子间近平底势作用下的赝标介子波函数

王明中 郑希特 汪克林 章正刚 先鼎昌  
(成都工学院) (成都地质学院) (中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

由相互作用势需满足相对论协变性的要求及势是由交换多种粒子而产生的考虑,提出一种构成强子的层子间作用的近平底势。按该势计算了 $0^-$ 介子的波函数,并把计算结果与其他势的结果作了比较。结果表明,近平底势具有一些明显合理的性质,特别是它能给出 $\pi$ 介子的物理半径。

## (一) 引 言

强子由层子组成这点,已越来越明显地由强子的对称性及许多其他的实验事实显示出来。但强子如何由层子构成,这决定于层子间的相互作用,对此,目前的了解是很不够的,这是一个急待解决的问题。近来有一些工作用 Bethe-Salpeter 方程(以下简称 B-S 方程)讨论了层子间的相互作用和介子的波函数<sup>[1,2]</sup>,在那里引入的 $\nu$ -势,是基于(i)势在原点无奇异性;(ii)势在原点附近变化缓慢,在远处有急剧变化的边缘这两点考虑上的。虽然在文[1,2]中得到一些有意义的结果,但是 $\nu$ -势在如下两点上是不够令人满意的:

(1) 在所考虑过的参量变化范围中,未能得出 $\pi$ 介子的较胖的半径。要得到 $\pi$ 介子的物理半径, $\nu$ 必须取值很大,这时计算将变得很冗繁。

(2) 在重层子及超强作用的模型中,为了保证不同轨道角动量的强子状态能级间的距离不致太大,必须假定存在于两个层子间的位势是一个平底位阱,否则超强作用将在目前已知的强子的内部轨道运动激发态中显示出来<sup>[3]</sup>。此外,为了得到电子的深度非弹性实验中表现出来的无标度性规律,在部分子理论中,重子内的部分子应是近似自由的,换言之即处在一个位阱中。一个合理的作用于层子间的势应是一个在三维空间中近乎平底的势函数,但是 $\nu$ -势和平底位阱的差别还较大。这就要求我们找寻一个比 $\nu$ -势更接近于平底位阱的势函数。

在本文的第二节中,我们由相对论协变性的要求及交换多种粒子的考虑提出一种近平底势,其相应的三维空间位势比 $\nu$ -势更接近平底位阱,它在坐标原点处不奇异,但直到 $n$ 次的微商在原点处的值都为零。

在第三节中,我们简单地回顾了了在动量空间中 $0^-$ 介子的展开式及其应满足的联立积分方程组,并给出在位形空间中介子空间波函数的表达式和半径公式。

在第四节中,我们数值求解了势函数为近平底势时的  $0^-$  介子的 B-S 方程,讨论了紧束缚与松束缚情况下各不变函数对波函数的贡献和高次分波的计人的影响. 计算结果表明,  $\nu$ -势解出的介子波函数的性质大部分保留在近平底势的解之中,但是,以前的工作未能得出的  $\pi$  介子较“胖”的半径,在本工作中第一次得到.

第五节是本文的一个总结.

## (二) 近平底势. 近平底势与 $\nu$ -势的比较

我们考虑层子-反层子组成的  $0^-$  介子束缚系统波函数  $\chi$  的 B-S 方程<sup>[1,2]</sup>

$$\chi(P, Q) = -\frac{i(\hat{P} + \hat{Q}) - M}{(P + Q)^2 + M^2} \int d^4K U(P - K) \chi(K, Q) \frac{i(\hat{P} - \hat{Q}) - M}{(P + Q)^2 + M^2}, \quad (1)$$

其中  $2Q$  是介子的质心运动四动量,  $P$  是介子内部运动的相对动量,  $M$  是层子质量,  $U$  是势数.

假设层子间相互作用是标量耦合,则与势函数

$$U(K) = -\frac{iG^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{K^2 + N^2} \quad (2)$$

相应的三维位形空间的位势是熟知的汤川势<sup>[1]</sup>:

$$V(\mathbf{r}) = -G^2 \frac{e^{-Nr}}{r}.$$

在文 [1]、[2] 中引入的  $\nu$ -势由如下的势函数:

$$U(K) = \frac{-iG}{(2\pi)^4} \frac{1}{(K^2 + N^2)^\nu} \quad (3)$$

所表达. 汤川势不能作为形成物理介子束缚态的势的原因已在文 [1] 中指出过.  $\nu$ -势克服了汤川势在零点处发散的缺点,而且通过  $N$ 、 $\nu$  两个参量可以调节位势在零点附近的平底性质. 但是,要得到有较“胖”半径的介子束缚态,  $\nu$  必须很大 ( $\nu \sim$  几百), 而且  $\nu$  和  $N$  要同时调节,使得计算十分麻烦.

为了克服  $\nu$ -势的缺点,在这里我们提出一种近平底势,它由如下的势函数表达:

$$U(K) = -\frac{iG^2}{(2\pi)^4} \sum_{j=0}^n \frac{a_j}{K^2 + (N + j\rho)^2}. \quad (4)$$

物理上,这相当于在层子和反层子间的相互作用是由交换一系列质量有一定关系的粒子而产生. 式中  $N$  是交换粒子的最低质量,  $\rho$  是不同粒子的质量差.  $n + 1$  个待定系数  $a_j$  (它们决定交换不同粒子的耦合常数的相对大小) 由与势函数 (4) 相应的三维位势  $V(r)$ <sup>[1]</sup> 的平底条件:

$$\begin{aligned} V(0) &= \text{常数} \\ \left. \frac{dV(r)}{dr} \right|_{r=0} &= \left. \frac{d^2V(r)}{dr^2} \right|_{r=0} = \dots = \left. \frac{d^{n-1}V(r)}{dr^{n-1}} \right|_{r=0} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

所确定. 事实上,与式 (4) 相应的三维位势是

$$V(r) = -G^2 \sum_{j=0}^n a_j \frac{e^{-(N+j\rho)r}}{r}, \quad (6)$$

把指数展开,合并有相同方次的项,平底条件(5)要求  $V(r)$  在原点附近有如下的展开式:

$$V(r) = V(0) + cr^n + o(r^{n+1}), \tag{7}$$

$n + 1$  个待定参数  $a_j$  由  $n + 1$  个方程决定:

$$\begin{aligned} \sum_{j=0}^n a_j &= 0, \\ \sum a_j(N + j\rho) &= \frac{V(0)}{G}, \\ \sum a_j(N + j\rho)^2 &= 0, \\ &\dots\dots\dots \\ \sum a_j(N + j\rho)^n &= 0. \end{aligned} \tag{8}$$

所以,近平底势由三个参量  $n, N$  及  $\rho$  决定(耦合常数  $G$  作为本征值由齐次积分方程(1)解出). 图 1 是一组相应于不同参量选取的三维势函数  $V(R)$  的图形. 这里我们已经对变量无量纲化了(采取  $\hbar = c = 1$  单位):

$$E = \frac{N}{M}, \quad R = Mr, \quad \beta = \frac{\rho}{N}. \tag{9}$$

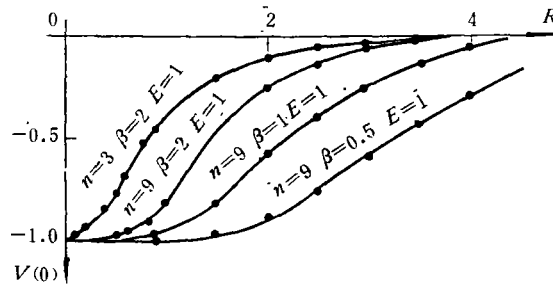


图 1 对应于不同参量选择的近平底势三维势函数的图形

从图中可以看到,  $n$  越大, 势函数在原点附近越平坦. 在本文中我们选择:

$$n = 9, \quad \beta = 2, \tag{10}$$

这样,近平底势就由一个参量  $E$  来调节.

$\nu$ -势的三维势函数由下式给出<sup>[2]</sup>:

$$V(R) = V(0)e^{-ER} \left[ 1 + \sum_{m=1}^{\nu-2} \prod_{i=1}^m \frac{2ER(\nu - 1 - i)}{i(2\nu - 3 - i)} \right], \tag{11}$$

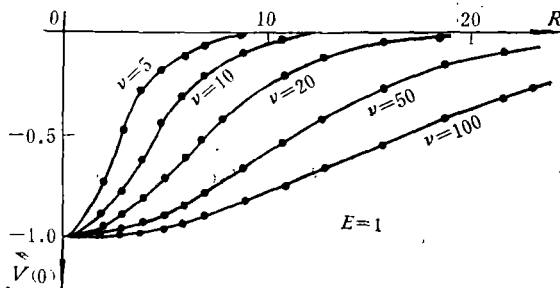


图 2 对应于不同参量选择的  $\nu$ -势三维势函数的图形

图 2 给出一组相应于不同参量的  $\nu$ -势的三维势函数的图形。

图 3 是在小  $R$  区域有相近的变化性质的近平底势与  $\nu$ -势的比较图。曲线(1)是近平底势相应于参量选择为式(10)和  $E = 1$  的一条三维势函数曲线, 曲线(3)是  $\nu$ -势相应于参量选择为  $\nu = 5, E = 1$  的一条三维势函数曲线。从这个比较图可以看到, 近平底势比  $\nu$ -势接近平底位阱得多。

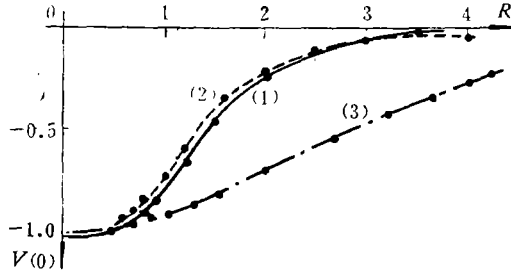


图 3 近平底势与  $\nu$ -势的比较

近平底势也可以用积分形式来表达:

$$U(K) = -\frac{iG}{(2\pi)^4} \int_1^\beta \frac{\rho(\alpha) d\alpha}{K^2 + (\alpha E)^2}, \tag{12}$$

如果取  $\rho(\beta)$  为  $\beta$  的  $n$  次多项式, 要求与式(12)相应的三维势函数在原点处无奇点, 且直至  $n - 1$  次的微商均为零, 则得到的势函数与由式(4)与平底条件(8)所得的差不多。图 3 中的曲线(2)就是由积分表示(12)得到的一条三维势函数曲线。

### (三) $0^-$ 介子波函数及半径公式

$0^-$  介子的最一般表达式可写成如下的形式<sup>[2]</sup>:

$$\begin{aligned} \chi(P, Q) = & \chi^{(1)}(P^2, P \cdot Q) \gamma_5 + \chi^{(2)}(P^2, P \cdot Q) \hat{Q} \gamma_5 \\ & + \chi^{(3)}(P^2, P \cdot Q) \hat{P} \gamma_5 + \chi^{(4)}(P^2, P \cdot Q) \epsilon_{\mu\nu\lambda\tau} Q_\mu P_\nu \sigma_{\lambda\tau}, \end{aligned} \tag{13}$$

在质心系中经 Wick 转动<sup>[4]</sup>后  $Q$  的表示式为  $Q = (0, 0, 0, m/2)$ ,  $m$  是介子的质量。  $\chi^{(i)}$  是四个罗仑兹不变函数 ( $i = 1, 2, 3, 4$ ; 下面我们把它们称为第  $i$  不变函数), 可以用 Gegebauer 函数来展开:

$$\chi^{(i)}(P^2, P \cdot Q) = \sum_n \chi_n^{(i)}(P, Q) c_n^i(\cos \theta), \tag{14}$$

$$\begin{cases} n = \text{偶数, 如果 } i = 1, 2, 4; \\ n = \text{奇数, 如果 } i = 3; \end{cases}$$

各分波函数  $\chi_n^{(i)}$  满足如下的无穷维联立积分方程<sup>[2,5]</sup>:

$$\chi_n^{(i)}(P, Q) = G^2 \sum_{j=1}^4 \sum_{n'} \int_0^\infty dK \mathcal{K}_{nn'}^{ij}(P, K, Q) \chi_n^{(j)}(K, Q), \tag{15}$$

$$n, n' = \begin{cases} \text{偶数, 如果 } i, j = 1, 2, 4, \\ \text{奇数, 如果 } i, j = 3. \end{cases}$$

其中核函数  $\mathcal{K}_{nn'}^{ij}$  的定义及两个最低次分波的表式见文[2]及其中的表 1, 只是把那儿的

势函数  $L_m^{(s)}$  换成近平底势的势函数  $L_m$ :

$$L_m(P, K) = \frac{4}{m+1} \sum_{i=0}^m a_i \frac{(Y_i - S_i)^m}{(Y_i + S_i)^{m+2}}, \quad (16)$$

其中  $Y_i$  及  $S_i$  分别为

$$\begin{aligned} Y_i &= [(K+P)^2 + E^2(1+i\beta)^2]^{1/2}, \\ S_i &= [(K-P)^2 + E^2(1+i\beta)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (17)$$

式(16)的推导见附录.

为了讨论介子的一些物理性质, 我们需要把动量空间的波函数换成位形空间的波函数  $\phi(x)$ , 过直接的计算, 可得:

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int e^{iPx} \chi(P, Q) d^4P \\ &= I^{(1)}(x) \gamma_5 + I^{(2)}(x) \hat{Q} \gamma_5 + I_\mu^{(3)}(x) \gamma_\mu \gamma_5 + I_\mu^{(4)}(x) [Q_\mu - \hat{Q} \gamma_\mu] \gamma_5, \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} I^{(1)}(x) &= 4\pi^2 \sum_{n=\text{偶}} i^n c_n^1(\cos\theta) \int \frac{J_{n+1}(PR)}{PR} \chi_n^{(1)}(P, Q) P^3 dP, \\ I^{(2)}(x) &= 4\pi^2 \sum_{n=\text{偶}} i^n c_n^1(\cos\theta) \int \frac{J_{n+1}(PR)}{PR} \chi_n^{(2)}(P, Q) P^3 dP, \\ I_\mu^{(3)}(x) &= -4\pi^2 \frac{\partial}{\partial x_\mu} \sum_{n=\text{奇}} i^{n+1} c_n^1(\cos\theta) \int \frac{J_{n+1}(PR)}{PR} \chi_n^{(3)}(P, Q) P^3 dP, \\ I_\mu^{(4)}(x) &= 8\pi^2 \frac{\partial}{\partial x_\mu} \sum_{n=\text{奇}} i^n c_n^1(\cos\theta) \int \frac{J_{n+1}(PR)}{PR} \chi_n^{(4)}(P, Q) P^3 dP, \end{aligned} \quad (19)$$

这里  $R$  是四维欧氏矢量  $x$  的长度,  $\theta$  是矢量  $x$  与第四轴的夹角. 平均半径的定义见文[2].

#### (四) 波函数数值解的结果及讨论

我们用 DJS-6 电子计算机求解了分波函数的联立积分方程. 在计算时调节近平底的参数是  $E$ . 束缚的松紧程度取决于参量  $B$

$$B = \frac{m}{2M} \quad (20)$$

的取值, 其中  $m$  是介子质量,  $M$  是层子质量. 我们计算了  $B = 0.007$  为代表的紧束缚态和  $B = 0.999$  为代表的松束缚态. 数值计算的细节我们在文[2]中已作了详细的叙述, 在这里就不再重复. 数值求解的结果是:

(1) 束缚态的存在. 不论是紧束缚 ( $B = 0.007$ ) 还是松束缚 ( $B = 0.999$ ), 同时对  $E$  在很大范围内取值 ( $E = 0.01 - 3$ ) 都可得到数值解. 所以在近平底势作用下正反层子束缚态是存在的.

(2) 低分波近似下的解. 作为最低次近似, 我们对各不变函数只取最低次的分波, 亦即设

$$\begin{aligned} \chi^{(1),(2),(4)}(P^2, P \cdot Q) &\approx \chi_0^{(1),(2),(4)}(P, Q), \\ \chi^{(3)}(P^2, P \cdot Q) &\approx c_1^1(\cos\theta) \chi_1^{(3)}(P, Q), \end{aligned} \quad (21)$$

这时求得的解见图4及图5。那里由于在文[2]中叙述过的原因,为了比较各不变函数对波函数的贡献,我们给出的不是 $\chi^{(i)}$ 的图形,而是 $F_i$ :

$$\begin{aligned} F_1 &= \chi^{(1)}, \\ F_2 &= B\chi^{(2)}, \\ F_3 &= 2P\chi^{(3)}, \\ F_4 &= 2BP\chi^{(4)} \end{aligned} \tag{22}$$

的图形。对于紧束缚态( $B = 0.007$ ) $F_1$ 与 $F_2$ 的比值与参量 $E$ 有关,当 $E$ 较大时( $E \geq 1$ ), $F_1$ 在四个不变函数中占主要地位,远较其他三个不变函数为大(见图4(a)),这时波函数的形状相应于Smith<sup>[6]</sup>所讨论的模型I,亦即在赝标介子波函数中 $\gamma_5$ 项旋量结构占主要地位。但是随着 $E$ 减小, $F_2$ 逐渐增大,当 $E = 0.033$ 时 $F_2$ 在 $P$ 很小的区域中比 $F_1$ 大(图4(b))。 $F_3$ 与 $F_4$ 在紧束缚的情况下与 $E$ 的取值无关,都是小分量,可以略去。

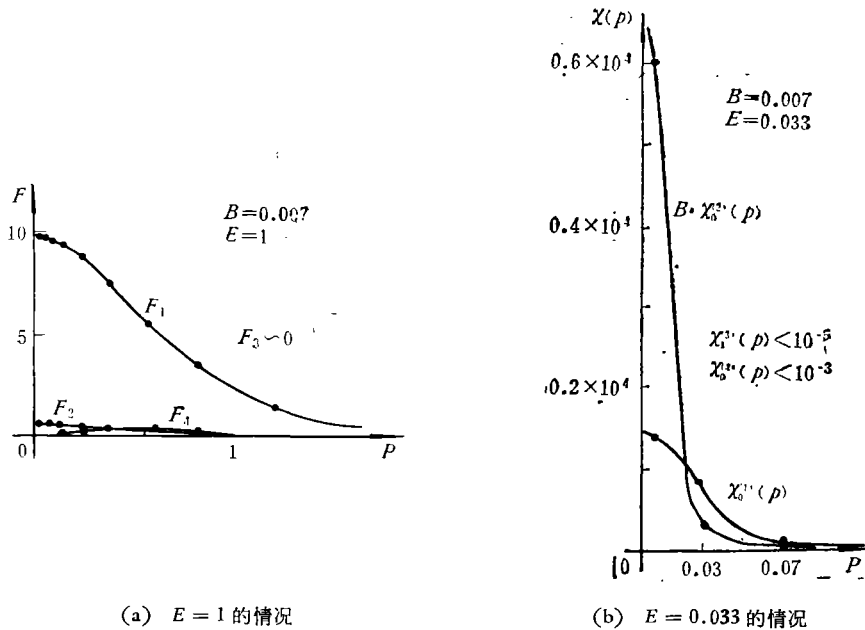


图4 低分波近似下紧束缚态( $B = 0.007$ )的各不变函数的数值解  $F_i$ 的定义见式(26)

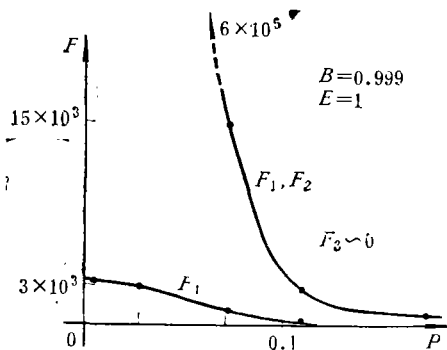


图5 低分波近似下松束缚态( $B = 0.999$ )的各不变函数的数值解

对于松束缚态 ( $B = 0.999$ ), 与  $E$  的取值无关, 恒有  $F_1 \approx F_2$  (图 5),  $F_3$  及  $F_4$  都是小分量, 可以忽略. 也就是说, 这时候波函数满足 Bargman-Wigner 方程

$$\left( i\hat{Q} + \frac{m}{2} \right) \chi(P, Q) = 0, \tag{23}$$

当然, Smith 的模型 III<sup>[6]</sup> 也成立.

总的说来, 无论对于紧束缚态或松束缚态, 大分量近似是个好的近似, 与  $E$  的取值无关, 亦即介子波函数有如下的形状:

$$\chi(P, B) \approx \begin{pmatrix} 0 & \chi_{++}(P, B) \\ \chi_{--}(P, B) & 0 \end{pmatrix}. \tag{24}$$

表 1 是低分波近似下所得到的结果.

表 1 低分波近似下  $0^-$  介子波函数的性质

波函数的性质	紧 束 缚		松 束 缚
	( $E$ 大时) 成立	( $E$ 小时) 不成立	
SMITH 模型 I	( $E$ 大时) 成立	( $E$ 小时) 不成立	不 成 立
BARGMAN-WIGNER 方程	不 成 立		成 立
大分量近似	好		好

(3) 高次分波的影响

由于大分量近似是好的近似, 我们考虑在大分量近似下计入高一次分波后对  $F_1$  及  $F_2$  的影响. 计算的结果见图 6 及图 7.

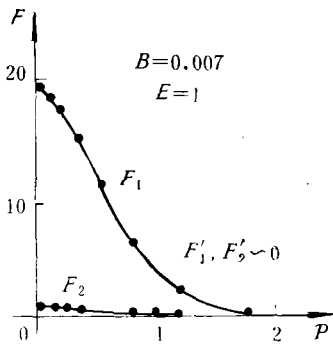


图 6 紧束缚情况计入高次分波后不变函数的数值解

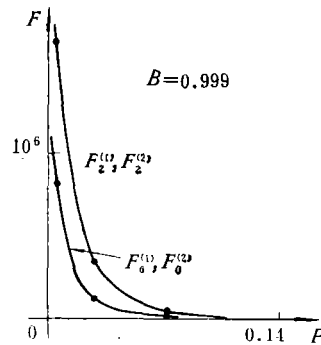


图 7 松束缚情况计入高次分波后各不变函数的数值解

图 6 是紧束缚 ( $B = 0.007$ ) 的情况,  $n = 0$  分波对第一(第二)不变函数的贡献记作  $F_1(F_2)$ ,  $n = 2$  分波的贡献记作  $F'_1(F'_2)$ . 计算结果表明, 与  $E$  的选择无关, 恒有

$$F'_1 \approx F'_2 \approx 0, \tag{25}$$

亦即低分波近似对紧束缚态是一个好的近似.

图 7 是松束缚的情况. 从图中可以看到, 此时

$$F'_1, F'_2 \approx F_1, F_2, \tag{26}$$

亦即低分波近似不是好的近似. 但计入高分波后, Bargman-Wigner 方程仍然成立.

(4)  $\pi$  介子的均方半径作为量级的估计, 设层子质量  $M = 10 \text{ GeV}$ , 则  $B = 0.007$  相应于  $\pi$  介子的质量. 我们计算了对应于不同的  $E$  的  $\pi$  介子的均方半径  $\langle R^2 \rangle^{1/2}$ . 其结果见图 8. 如果认为均方半径就是测得的电磁半径, 那么在我们所用的单位中,  $\langle R^2 \rangle^{1/2} \sim 40$ , 与这个数值相应的  $E$  值为

$$E = 0.033,$$

在这个参数选择下,  $\pi$  介子中层子与反层子距离的分布几率  $\mathcal{P}(R)$  见图 9.

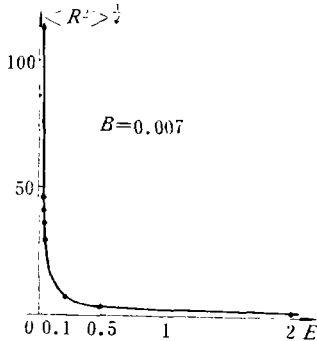


图 8  $\pi$  介子的均方半径与参量  $E$  的关系

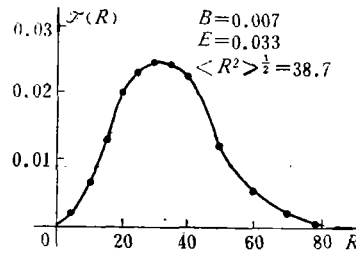


图 9 具有物理的均方半径的  $\pi$  介子波函数给出的反层子距离分布的几率

在这里, 我们第一次从 B-S 方程中解出具有物理半径的  $\pi$  介子波函数. 关键的原因在于选用了—个较为接近平底位阱的势函数. 在以前的工作中, 汤川势由于其在原点的奇异性是无法得出有物理的半径的  $\pi$  介子的.  $\nu$ -势由两个参量  $\nu$ 、 $E$  调节. 但增加  $\nu$  时位阱同时变宽和变深<sup>[1]</sup>, 前一因素使束缚态半径变大, 而后—因素使束缚态变小, 两者大致抵消, 虽然总的说来还是能使半径增大, 但增加得很缓慢. 但在近平底势中情况则不是这样. 这时阱深由下式给出:

$$V(0) = G^2[a_0 + a_1(1 + \beta) + \cdots + a_n(1 + n\beta)]E,$$

减小  $E$ , 解出的  $G^2$  同时变小, 这样, 就没有  $\nu$ -势的缺点, 所以比  $\nu$ -势容易达到逼近平底位阱的目的, 解出较“胖”的  $\pi$  介子的均方半径.

## (五) 结 论

(1) 近平底势是迄今讨论过的唯一能解出具有物理半径的  $\pi$  介子波函数的势函数. 它比所有讨论过的势函数更接近平底位阱的概念. 它相应于交换—系列质量不同的粒子, 而且有吸引力也有排斥力.

(2) 在近平底势的相互作用下, 各不变函数对波函数的贡献随束缚的松紧程度而异. 在紧束缚的情况下, 当参量  $E$  较大时, 只有  $\gamma_5$  旋量结构的项起主要作用(第一不变函数最主要), 相应于 Smith 的模型<sup>[6]</sup>; 但当  $E$  较小时,  $\gamma_4$ 、 $\gamma_5$  旋量结构的项(第二不变函数)就不能忽略. 在松束缚的情况下, 不论参量  $E$  的选择如何, 波函数满足 Bargman-Wigner 方程.

(3) 无论是对于紧束缚或松束缚的情况, 第三、第四不变函数均可略去, 因此, 大分量



近似是好的近似。

(4) 对紧束缚态, 低分波近似是好的近似, 而对松束缚态则否。但把高一次分波的影响考虑在内, 松束缚态的波函数还是满足 Bargman-Wigner 方程。

(5) 适当调整近平底势的参数, 可以得到有与实验值相符的均方半径的  $\pi$  介子波函数。因此, 用近平底势算出的介子波函数, 可用为层子模型计算的基础。

对朱洪元和王佩同志提出的有益的意见, 作者表示感谢。

## 附 录

在这里我们给出式(16)及(17)的证明。  $L_m$  是势函数(4)按 Gegenbauer 函数展开的系数:

$$U(P-K) = -\frac{iG^2}{(2\pi)^4} \sum_{n=0}^{\infty} L_n(P, K) c_n^1(\cos \gamma), \quad (\text{A.1})$$

这里  $\gamma$  是  $P$  和  $K$  的夹角。由于对应于汤川势(2)的展开系数  $L_m^{(ib)}$  为<sup>[2]</sup>:

$$L_m^{(ib)}(P, K) = \left( \frac{z - \sqrt{z^2 - 1}}{PK} \right)^{m+1} \cdot \frac{1}{m+1}, \quad (\text{A.2})$$

其中

$$z = \frac{P^2 + K^2 + E^2}{2PK}. \quad (\text{A.3})$$

式(A.2)可改写为

$$\begin{aligned} & \frac{4}{m+1} \frac{[2(K^2 + P^2 + E^2) - 2\sqrt{(K^2 + P^2 + E^2) - 4P^2K^2}]^{m+1}}{(4PK)^{m+2}} \\ &= \frac{4}{m+1} \frac{[Y^2 + S^2 - 2YS]^{m+1}}{(Y^2 - S^2)^{m+2}} \\ &= \frac{4}{m+1} \frac{(Y-S)^m}{(Y+S)^{m+2}}, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

其中

$$\begin{aligned} Y &= [(K+P)^2 + E^2]^{1/2}, \\ S &= [(K-P)^2 + E^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

由于  $U$  是  $n$  项汤川势的叠加, 经过类似的处理, 便有式(16)及(17)。

## 参 考 资 料

- [1] 吴坚武、沈鼎昌、高仑、计数, 中国科学, 1977, 5, 431.
- [2] 沈鼎昌、郑希特、王明中、汪克林、章正刚, 物理学报, 26 (1977), 596.
- [3] 习成、卞震、李综, 科学通报, No. 1 (1975), 28.
- [4] G. C. Wick, *Phys. Rev.*, 96(1954), 1124.
- [5] A. H. Guth, *Annals. Phys.*, (N. Y.) 82(1974), 407.
- [6] C. H. L. Smith, *Annals. Phys.*, (N. Y.) 53(1969), 521.
- [7] M. Gourdin, *Phys. Reports*, 11C(1974), 2.

# WAVE FUNCTION OF THE PSEUDOSCALAR MESON UNDER THE INTERACTION OF A NEARLY-FLAT-BOTTOM POTENTIAL BETWEEN STRATONS

WANG MING-CHUNG      CHENG HSI-TEH

*(Chengtu Institute of Technology)*

WANG KE-LIN      CHANG CHENG-KANG

*(Chengtu Institute of Geology)*

HSIEN TING-CHANG

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

## ABSTRACT

Assuming that the interactions between stratoms are caused by exchanging various particles, we propose a nearly-flat-bottom potential between the stratoms, which is responsible to the formation of the hadrons. Using this potential the wave function of the pseudoscalar meson is calculated and compared with those obtained by using other potentials. The results show that the nearly-flat-bottom potential possesses some obviously reasonable features, in particular, it can lead to the formation of pions with physical radius.