

$p\bar{p}$ 湮没成双介子的相对论处理^{*}

许晓明

(中国科学院上海原子核研究所, 201800)

摘 要

本文在 3S_1 模型基础上,采用相对论跃迁势和夸克(反夸克)旋量波函数,计算了 $p\bar{p}\rightarrow\pi^+\pi^-$ 和 K^+K^- 的反应截面和角分布.

一、引 言

$p\bar{p}$ 反应实验吸引人们去深入研究强相互作用和弱电相互作用. 首先, Bryan、Dover 和 Ueda 等人用 G 变换单玻色子交换势, 较好地符合了 $p\bar{p}\rightarrow n\bar{n}$ 和 $p\bar{p}$ 的低能反应^[1]. 其次, 高能 $p\bar{p}$ 湮没成轻子、 W 和 Z 玻色子的反应, 提供了检验弱电统一理论及探索 W 和 Z 物理的重要途径^[2]. 近来, 许多作者对 $p\bar{p}$ 湮没成多介子的反应进行了研究. 其中理论包括夸克和反夸克直接湮没成真空的 3P_0 模型^[3]、湮没成胶子的 3S_1 模型^[4], 以及两者结合的模式^[5].

测不准关系表明, 当 u 、 d 和 s 轻夸克被束缚于核子内部时, 其 $(\frac{v}{c})^2$ 是 $0.5\sim 0.8$. 这意味着, 不能忽略轻夸克的相对论效应. 为了考虑轻夸克在核子内的相对论运动, 本文在 3S_1 模型基础上, 用相对论的初态 $p\bar{p}$ 和末态介子的作用势, 以及夸克和反夸克的旋量波函数, 计算了 $p\bar{p}\rightarrow\pi^+\pi^-$ 和 K^+K^- 的反应截面和角分布. 改善了 Weise 等人用非相对论势计算的 $p\bar{p}\rightarrow K^+K^-$ 角分布^[4].

在下节给出质子和反质子湮没成两介子的费曼图, 相应的坐标空间中的相对论势、初态和末态系统波函数. 第三节是数值计算结果. 最后一节是分析和结论.

二、理 论

质子和反质子湮没成两个介子的费曼图分为两类. 一类是一对夸克和反夸克湮没成胶子, 其它夸克和反夸克吸引胶子后重新排列组合, 形成两个介子. 该 $p\bar{p}$ 湮没过程称为 R 过程. 另一类图描写两对夸克和反夸克湮没成两个胶子, 随之这对胶子相互作用产生一对夸克和反夸克. 该过程称为 A 过程.

质子和反质子分别由 uud 夸克和 $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ 反夸克组成. 因此 R 过程只能产生非奇异轻

• 国家自然科学基金资助.

本文 1992 年 2 月 27 日收到.

夸克和反夸克组成的介子. 而 A 过程中的两个胶子相互作用可以产生奇异夸克-反夸克对.

当考虑 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ 反应时, 需要同时计入 R 和 A 过程. 最低阶 R 过程如图 1 所示. 在考虑 A 过程时, 本工作不但考虑了 Weise 等人^[4]使用的图 2, 而且还计入图 3 和含三胶子结构的费曼图. 该三胶子结构图包含二对夸克-反夸克湮没, 通过三胶子耦合过程而产生一对夸克和反夸克. 简单计算表明, 相应于三胶子结构图的跃迁势中的 $\lambda\lambda\lambda$ 色因子的期望值等于零. 这与实验未能直接观察到三胶子结构^[6]是一致的. 因此, 在以后的计算中不再计入该图.

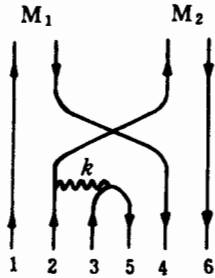


图 1 $p\bar{p} \rightarrow M_1 M_2$
的 R 过程图

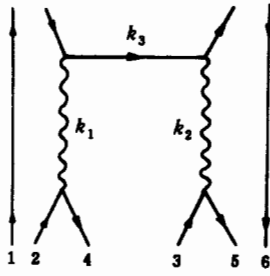


图 2 A 过程图

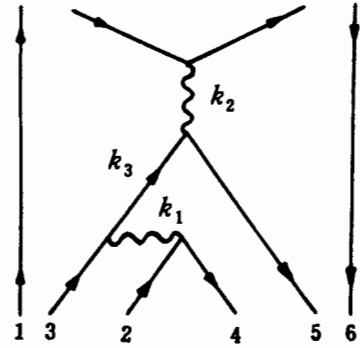


图 3 A 过程图

按费曼图 2 和 3, $p\bar{p}$ 湮没成 K^+K^- . $p\bar{p} \rightarrow K^+K^-$ 的跃迁矩阵计算比 $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ 简单. 质子内三个夸克标为 1, 2 和 3, 反质子内三个反夸克标为 4, 5 和 6. 内部夸克传播子取静近似, 费曼图 2 和 3 的相对论跃迁势是

$$V_{A2} = -\frac{\alpha_s^2}{16} \lambda(35) \cdot \lambda(87)\lambda(87) \cdot \lambda(24) \frac{me^{-mr_{k3}}}{4\pi r_{k1} r_{k2} r_{k3}} (1 - \alpha(35) \cdot \alpha(87))(1 - \alpha(87) \cdot \alpha(24)) \quad (1)$$

$$V_{A3} = -\frac{\alpha_s^2}{16} \lambda(87) \cdot \lambda(35)\lambda(35) \cdot \lambda(24) \frac{me^{-mr_{k3}}}{4\pi r_{k1} r_{k2} r_{k3}} (1 - \alpha(87) \cdot \alpha(35))(1 - \alpha(35) \cdot \alpha(24)) \quad (2)$$

其中 $\alpha(ij)$ 表示作用于 i 夸克和 j 反夸克的 Dirac 矩阵, $\lambda(ij)$ 表示作用于 i 夸克和 j 反夸克的色 $SU(3)$ 群生成元, m 是内部传播子夸克的质量, α_s 是夸克-胶子耦合常数. 图 1 表示的 R 过程的相对论跃迁势是

$$V_R = -\frac{\alpha_s}{4} \lambda(35) \cdot \lambda(2) \frac{1 - \alpha(35) \cdot \alpha(2)}{r_k} \quad (3)$$

质子(反质子)波函数中的夸克(反夸克)部分 ψ_p ($\psi_{\bar{p}}$) 是由色单态 $|C_p\rangle$ ($|1C_{\bar{p}}\rangle$)、全对称自旋-同位旋态 $|SF\rangle_p$ ($|SF\rangle_{\bar{p}}$) 和全对称轨道波函数 qqq ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) 的乘积构成的,

$$\psi_p = q(1)q(2)q(3) |SF\rangle_p |C_p\rangle \quad (4)$$

$$\psi_{\bar{p}} = \bar{q}(4)\bar{q}(5)\bar{q}(6) |SF\rangle_{\bar{p}} |C_{\bar{p}}\rangle \quad (5)$$

其中 $q(\bar{q})$ 是夸克(反夸克)空间波函数. 初态 $p\bar{p}$ 系统的波函数是

$$\psi_i = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \psi_p \psi_{\bar{p}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}} \quad (6)$$

其中 \mathbf{R} 是质子和反质子的相对坐标, \mathbf{p} 是质心系里的相对动量. 质子和反质子湮没成两个介子 M_1 和 M_2 . 末态波函数是二个介子波函数 ψ_{M_1} 和 ψ_{M_2} 的乘积:

$$\psi_f = \frac{1}{(2\pi)^3} \psi_{M_1} \psi_{M_2} e^{i\mathbf{p}_{M_1}\cdot\mathbf{R}_{M_1} + i\mathbf{p}_{M_2}\cdot\mathbf{R}_{M_2}} \quad (7)$$

$$\psi_{M_1} = q\bar{q} |SF\rangle_{M_1} |C_{M_1}\rangle \quad (8)$$

$$\psi_{M_2} = q\bar{q} |SF\rangle_{M_2} |C_{M_2}\rangle \quad (9)$$

其中 $|C_{M_1}\rangle$ 和 $|C_{M_2}\rangle$ 是色单态波函数, \mathbf{R}_{M_1} 和 \mathbf{R}_{M_2} 分别是两个介子的质心坐标, 而 \mathbf{p}_{M_1} 和 \mathbf{p}_{M_2} 是其动量.

在质心系中 $p\bar{p} \rightarrow M_1 M_2$ 的截面是

$$\sigma = \frac{(2\pi)^4}{v_{rel}} \int d^3 p_{M_1} d^3 p_{M_2} \delta^3(\mathbf{p}_{M_1} + \mathbf{p}_{M_2}) \delta(E_1 + E_2 - E_i) |\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle|^2 \quad (10)$$

其中 v_{rel} 是初态质子和反质子的相对速度, V 是跃迁势. 用(1)–(9)式计算跃迁矩阵 $\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle$, 即可从(10)式得到反应截面与出射介子的角分布.

三、数值计算与结果

手征夸克-介子孤子模型把核子和 Δ 共振态描述为三个价夸克通过胶子场、手征场和禁闭势形成的禁闭态^[7]. 从有效拉氏量出发, 采用投影方法, 符合核子静态性质, 得到核子内的 s 态夸克旋量波函数

$$q(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 1.26ie^{-2.63r^2} \\ 1.42\sigma \cdot \mathbf{r} e^{-2.99r^2} \end{pmatrix} \quad (11)$$

和夸克-胶子耦合常数 $\sigma_s = 0.545$. 上式中的 \mathbf{r} 是价夸克相对于核子中心的坐标. 在文献[7], 用(4)和(11)式表示的核子波函数, 结合共振群方法, 能够较好地描述氘的基态和低能核子-核子散射相移等. 从(11)式作电荷共轭变换, 得到反质子内的 s 态反夸克旋量波函数, 形式如下:

$$\bar{q}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 1.42i\sigma \cdot \mathbf{r} e^{-2.99r^2} \\ 1.26e^{-2.63r^2} \end{pmatrix} \quad (12)$$

以 $q(\mathbf{r})$ 和 $\bar{q}(\mathbf{r})$ 描述 π 介子结构, 在 Nambu-Jona-Lasinio 模型^[8]内, 得到 π 介子的经验半径和 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 的衰变宽度. 因为 K 介子的经验半径^[9]接近 π 介子的尺寸, 所以, (11)和(12)式可以用来近似描述 K 介子的夸克和反夸克结构.

取 u, d 夸克质量 $m_u = m_d = 300\text{MeV}$, s 夸克质量 $m_s = 500\text{MeV}$. 定义入射质子和出射 π^+ (或 K^+) 介子的夹角为散射角. 在质心系里, 用手征夸克-介子孤子模型定出的夸克波函数和耦合常数, 计算跃迁矩阵 $\langle \psi_f | V | \psi_i \rangle$ 、反应截面和角分布. $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 和 $K^+ K^-$ 的反应

截面的计算结果描在图4,而角分布分别描在图5和6.

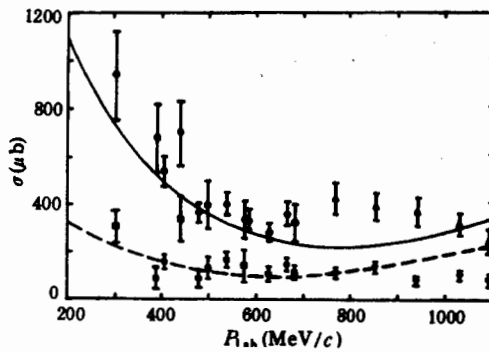


图4 总截面 σ 是反质子实验室系动量的函数. 实线(表示 $p\bar{p}\rightarrow\pi^+\pi^-$)和虚线(表示 $p\bar{p}\rightarrow K^+K^-$)是计算结果. \bullet Flaminio[10] \blacktriangle Mandelkern[11]

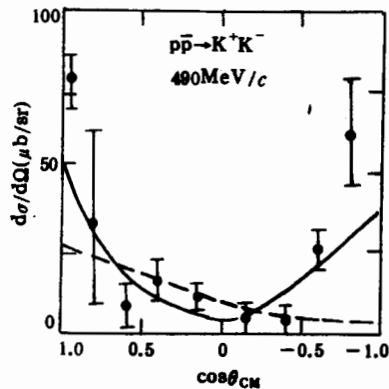


图6 微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p\bar{p}\rightarrow K^+K^-)$.

虚线是Weise的计算结果.其它表示如同图5.

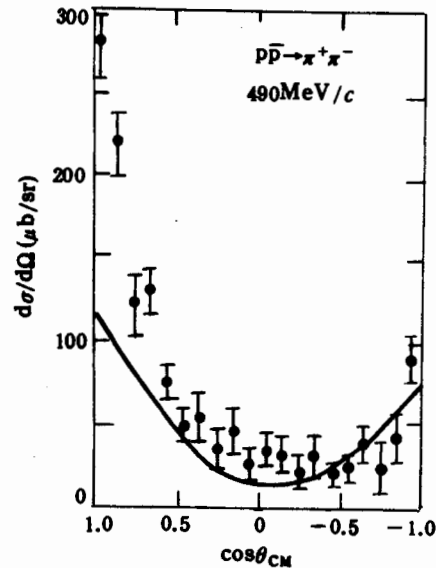


图5 微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}(p\bar{p}\rightarrow\pi^+\pi^-)$. θ_{CM} 是散射角.

实验数据取自文献[12].实线表示计算结果.

四、分析和结论

本工作在 3S_1 模型^[4]的基础上,采用R过程和A过程的相对论跃迁势,以及手征夸克-介子孤子模型定出的夸克旋量波函数,计算给出与实验大致相同的反应截面和微分截面的角分布.两种湮没图,即图2和3给出同一数量级的贡献.A过程和R过程的贡献同样重要.图5和6表明,理论计算的微分截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 在向前散射的值高于向后散射的值,并且在 $\theta_{CM} = \frac{\pi}{2}$ 点的值最小.理论结果比实验值低一些.图4表明,在接近1GeV/c入射动量时,理论计算和实验测得的总截面数据的变化趋势偏离.

Weise等人在文献[4]计算了 $p\bar{p}\rightarrow K^+K^-$ 的微分截面,如图6的虚线所示.在向后散射区域与实验偏离很大.他建议可能通过 $p\bar{p}\rightarrow\Lambda\bar{\Lambda}\rightarrow K^+K^-$ 的两步反应来改善结果.本理

论工作考虑了夸克在核子内的相对论运动. 尽管增加了计算量, 但得到如图 6 实线所示的向后散射区域的上升曲线. 改善了 Weise 等人的非相对论结果, 显示了相对论效应.

作者对邱锡钧研究员和沈建国副研究员的热情指点和讨论, 表示衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] R. A. Bryan and R. J. N. Phillips, *Nucl. Phys.*, **B5**(1968), 201.
C. B. Dover and J. M. Richard, *Ann. Phys.*, **121**(1979), 70.
M. Maruyama and T. Ueda, *Nucl. Phys.*, **A364**(1981), 297.
- [2] M. Yasuè and S. Oneda, *Phys. Rev.*, **D32**(1985), 317, 3066; **D37**(1988), 2499.
- [3] A. Le Yaouanc et al., *Phys. Rev.*, **D8**(1973), 223; **D11**(1975), 1272.
C. B. Dover and P. Fishbane, *Nucl. Phys.*, **B244**(1984), 349; *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2911; M. Maruyama, S. Furui, A. Faessler, **A472**(1987), 643.
- [4] M. Kohno and W. Weise, *Phys. Lett.*, **B152**(1985), 303; **B206**(1988), 584;
Nucl. Phys., **A454**(1986), 429; **A479**(1988), 433; H. X. He et al., *Chinese Physics*, **6**(1986), 127.
- [5] T. Gutsche et al., *Nucl. Phys.*, **A503**(1989), 737.
- [6] Z. Foder, *Phys. Rev.*, **D40**(1989), 3590.
- [7] Qiu XiJun, Xu XiaoMing and Hou RenChang, Proc. of workshop on Quark-Gluon Structure of Hadrons and Nuclei, Shanghai, 1990, eds. L. S. Kisslinger, Qiu XiJun, (Intern. Acad. Press, Beijing) P. 124.
- [8] V. Bernard, R. Brockmann and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A440**(1985), 605; V. Bernard et al., *Nucl. Phys.*, **A412**(1984), 349.
- [9] E. B. Dally et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 232.
- [10] V. Flaminio et al., Compilation of cross sections, p and \bar{p} induced reactions, CERN-HERA 84-01(1984).
- [11] M. A. Mandelkern et al., *Phys. Rev.*, **D4**(1971), 2658.
- [12] T. Tanimori et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1835.

A Relativistic Approach for $p\bar{p}$ Annihilation Into Two Mesons

XU XIAOMING

(Institute of Nuclear Research of Academia Sinica, Shanghai 201800)

ABSTRACT

In this work the cross sections and angular distributions for $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ and $K^+ K^-$ reactions are calculated on the basis of the 3S_1 model by adopting relativistic transition potentials and quark (antiquark) spinor.