

文章编号: 1007-4627(2016)04-0409-05

标量介子 $f_0(980)$ 光生过程 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 的研究

张豫¹, 谢聚军^{1,2,3}, 陈旭荣^{1,2}

(1. 中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000;

2. 中国科学院大学, 北京 100049;

3. 中国科学院理论物理研究所理论物理国家重点实验室, 北京 100049)

摘要: 轻标量介子性质研究是当今中高能核物理研究中的热点问题之一, 特别是质量低于 1 GeV 的标量介子 $f_0(980)$ 的内部结构一直存在争议, 至今未达成共识。基于前人的研究结果, 运用有效拉氏量方法, 对 $f_0(980)$ 粒子的光生过程 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 进行了更深入的理论研究。探讨了两种传播子形式下得矢量介子 ρ 和 ω 交换的贡献, 第一种是选择雷吉传播子, 第二种是选择普通费曼传播子。第二种形式的微分散射截面理论结果与现有实验数据符合比第一种形式的结果好。基于此, 计算了两种形式的总截面, 两种形式给出的理论结果相差很大。另外, 给出了 $\gamma p \rightarrow pf_0(980) \rightarrow p\pi^+\pi^-$ 过程的 $\pi^+\pi^-$ 不变质量分布的理论预言, 发现 $\pi^+\pi^-$ 不变质量分布对于 $f_0(980)$ 于 $K\bar{K}$ 的耦合常数 ($g_{f_0K\bar{K}}$) 有很强的依赖关系, 不同的 $g_{f_0K\bar{K}}$ 给出明显不同的 $\pi^+\pi^-$ 不变质量分布。将来相关实验数据可以验证这些理论预言, 并对矢量介子传播子形式和耦合常数 $g_{f_0K\bar{K}}$ 做出限制, 加深人们对 $f_0(980)$ 粒子的认识。

关键词: 光生过程; 轻标量介子; 费曼传播子

中图分类号: O571.42 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/ NuclPhysRev.33.04.409

1 引言

标量介子是同位旋 $I = 0$ 、自旋宇称 $J^P = 0^+$ 的一类粒子。在轻标量介子大家庭中, $f_0(980)$ 是其中一个性质颇为独特的粒子, 它的质量几乎与同位旋三重态的 $a_0(980)$ 质量简并。在很长一段时间里, $f_0(980)$ 粒子都被认为是符合标准模型的处于 P 波态的 $q\bar{q}$ 介子^[1]。但随着研究的逐步深入, 物理学家们又倾向于认为 $f_0(980)$ 的夸克成分为四夸克态^[2-3]。由于 $f_0(980)$ 的质量 ($M_{f_0(980)} = 990 \pm 20$ MeV) 非常接近于 $K\bar{K}$ 的阈值 (991 MeV) 而显现出极为特殊的动力学性质^[4-5], 因此, 一种更广泛的观点认为 $f_0(980)$ 为 $K\bar{K}$ 分子态^[6-7]。此外, 也有观点认为 $f_0(980)$ 是胶球和混杂态的候选者^[8-10]。

当前, 主流的观点认为标量介子 $f_0(980)$ 是 $K\bar{K}$ 的分子态, 与 $K\bar{K}$ 有很强的耦合。但是, 由于 $f_0(980)$ 的质量在 $K\bar{K}$ 的阈值下, $f_0(980)$ 不能衰变到 $K\bar{K}$ 末态, 只能通过 $\pi\pi$ 末态的不变质量分布来研究 $f_0(980)$ 。当 $\pi\pi$ 体系不变质量越过 $K\bar{K}$ 的质量阈值时, $K\bar{K}$ 衰变道随即打开, 使得 $\pi\pi$ 不变质量分布在 $K\bar{K}$ 阈值附近有一个跃变,

这导致 $f_0(980)$ 的结构表现为一个偏离 Breit-Wigner 的共振增强。

另外, 在手征么正理论下, $f_0(980)$ 是通过 $\pi\pi$ 到 $K\bar{K}$ 的 S 波散射动力学产生的^[11]。同时, 手征么正理论研究表明, $f_0(980)$ 与 $K\bar{K}$ 的耦合常数 ($g_{f_0K\bar{K}}$) 要大于与 $\pi\pi$ 的耦合常数 ($g_{f_0\pi\pi}$), 二者比值为 $g_{f_0K\bar{K}}/g_{f_0\pi\pi} = 1.96$ ^[12]。

虽然理论上低质量标量介子的性质已经有了较为深入的研究, 但是目前还没有一个可以系统完整地描述这些低质量标量介子的理论框架。在实验上对这些标量介子在不同过程中的产生及衰变的测量仍然是极其重要的, 理论上系统研究这些机制需要实验对这些态的线型的精确测量。对 $f_0(980)$ 在不同的衰变道中的线型的精确测量可以帮助确定它们与赝标介子的耦合常数, 因而可以进一步确定其内部结构和不同的成分之间的耦合道效应。

在本文中, 基于有效拉氏量方法, 考虑矢量介子 ρ 和 ω 交换的贡献, 我们将对 $f_0(980)$ 的产生过程 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 进行理论研究。此外, 由于 $f_0(980)$ 的主

收稿日期: 2015-12-25; 修改日期: 2016-03-15

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973计划)资助项目(2014CB845406); 国家自然科学基金资助项目(11475227)

作者简介: 张豫(1990-), 男, 河南信阳人, 硕士研究生, 从事粒子物理与中高能核物理研究;

通信作者: 谢聚军, E-mail: xiejujun@impcas.ac.cn.

要衰变道是 $\pi\pi$ 末态, 我们还对 $f_0(980)$ 的衰变末态 $\pi\pi$ 的不变质量分布进行了理论预言, 期待将来相关实验验证。

2 模型描述

2.1 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 散射

根据矢量介子为主模型, 光子先耦合到一个矢量介子 (ρ , ω 和 ϕ 介子), 这个矢量介子与质子之间交换的矢量介子 (ρ 和 ω 介子) 发生相互作用, 形成 $f_0(980)$ 。因此, $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程可以用图1中的费曼图来表示。图1中, k 和 p_1 分别是初态光子和质子的四动量, p_2 和 p_3 分别是末态质子和 $f_0(980)$ 的四动量。此外, $q = p_1 - p_2$ 是交换矢量介子的四动量。

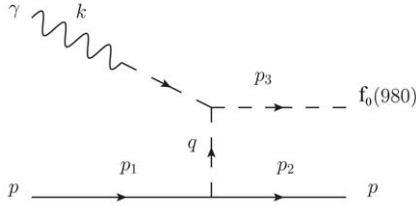


图 1 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 过程的费曼图。

首先, 根据雷吉 (Regge) 理论, 我们可以写出 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 过程的微分散射截面^[13-14]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|\mathcal{M}(s,t)|^2}{64\pi(s-m_p^2)^2}, \quad (1)$$

其中, \mathcal{M} 是 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程的散射振幅, s 和 t 是曼德尔斯塔姆 (Mandelstam) 变量。 $s = (k+p_1)^2$ 是 γp 体系的不变质量平方, $t = q^2$ 代表交换矢量介子的四动量平方。在雷吉 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 散射理论框架下, 散射振幅 \mathcal{M} 的模方只依赖于 s 和 t 。另外, 因为 ϕNN 耦合很弱, 该顶点是 Okubo-Zweig-Iizuka 压低的。所以, 我们只考虑矢量介子 ρ 和 ω 交换, 则 $|\mathcal{M}|^2$ 可以写成:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}(s,t)|^2 = & -1/2A^2(s,t)[s(t-t_1)(t-t_2)+ \\ & 1/2t[t^2-2(M_{f_0}^2+s)t+M_{f_0}^4]]- \\ & A(s,t)B(s,t)m_p s(t-t_1)(t-t_2)- \\ & 1/8B^2(s,t)s(4m_p^2-t)(t-t_1)(t-t_2). \end{aligned} \quad (2)$$

其中 t_1 和 t_2 是动力学边界, 表达式如下:

$$\begin{aligned} t_{1,2} = & \frac{1}{2s} \left[-(m_p^2-s)^2 + M_{f_0}^2(m_p^2+s) \right. \\ & \left. \pm (m_p^2-s) \sqrt{(m_p^2-s)^2 - 2M_{f_0}^2(m_p^2+s) + M_{f_0}^4} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

根据雷吉理论, $\mathcal{A}(s,t)$ 和 $\mathcal{B}(s,t)$ 可以用矢量介子雷吉轨迹, $\alpha_V(t) = \alpha_{V0} + \alpha'_V t$ 来表示:

$$\mathcal{A}(s,t) = g_A \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_V(t)-1} \times \frac{\pi\alpha'_V}{\sin[\pi\alpha_V(t)]} \frac{1-e^{-i\pi\alpha_V(t)}}{2\Gamma[\alpha_V(t)]}, \quad (4)$$

$$\mathcal{B}(s,t) = -\frac{g_B}{g_A} \mathcal{A}(s,t). \quad (5)$$

其中 $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ 是能量标度。对于 ρ 介子, $\alpha_\rho(t) = 0.55+0.8t$; 对于 ω 介子, $\alpha_\omega(t) = 0.44+0.9t$ 。另外, 根据矢量介子与核子-核子顶点的矢量耦合常数 g_V 、张量耦合常数 g_T 和 $f_0(980)V\gamma$ 顶点的耦合常数 g_S , g_A 和 g_B 可以写成:

$$g_A = g_S(g_V + 2m_p g_T), \quad (6)$$

$$g_B = 2g_S g_T. \quad (7)$$

对于 ρNN 顶点, $g_V^\rho = 3.4$, $g_T^\rho = 11 \text{ GeV}^{-1}$; 对于 ωNN 顶点, $g_V^\omega = 15$, $g_T^\omega = 0$ ^[14]。 $f_0(980)V\gamma$ 顶点的耦合常数 g_S 可以通过 $f_0(980) \rightarrow V\gamma$ 的衰变分宽度得到^[15]:

$$\Gamma(f_0 \rightarrow V\gamma) = g_S^2 \frac{M_{f_0}^3}{32\pi} \left(1 - \frac{m_V^2}{M_{f_0}^2}\right)^3. \quad (8)$$

由于目前缺乏 $f_0(980)$ 的辐射衰变实验数据, 我们只能根据一些理论预言的衰变分宽度来定 g_S 。实际上, g_S 也可以通过拟合 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程的相关实验数据来确定。在我们的工作中, 我们采用文献[13]中的结果, 即: 对于 ρ 介子, $g_S = 0.39 \text{ GeV}^{-1}$, 对于 ω 介子, $g_S = 0.13 \text{ GeV}^{-1}$ 。这些结果是根据模型预言的 $\Gamma(f_0(980) \rightarrow \rho\gamma) = 83 \text{ keV}$ 和 $\Gamma(f_0(980) \rightarrow \omega\gamma) = 9.2 \text{ keV}$ ^[16] 得到的。根据公式(6)和(7), 计算出 g_a 和 g_b 的值, 然后我们计算 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程的微分散射截面 $d\sigma/dt$, 与实验数据进行比较。

我们知道, 雷吉理论在高能区与实验结果符合很好。然而, 在中低能区因为有过多参数而没有太大优势。对于目前 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 散射过程而言, 能量还没有高到必须使用雷吉理论。接下来, 我们将用有效拉氏量方法, 以经典的矢量介子费曼传播子代替雷吉理论的矢量介子传播子, 来重复上述计算。即作如下替换:

$$\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_V(t)-1} \frac{\pi\alpha'_V}{\sin[\pi\alpha_V(t)]} \frac{1-e^{-i\pi\alpha_V(t)}}{2\Gamma[\alpha_V(t)]} \Rightarrow \frac{\bar{f}}{t-m_V^2}, \quad (9)$$

其中 $\bar{f} = 0.25$ 是整体比例系数, 可以通过实验数据确定。

另外, 强子不是基本的粒子, 都是有着内部结构的, 而我们的计算是在强子层次上进行的, 因此, 通常做法是在相互作用顶点上加入形状因子来压低大动量转移的贡献。在这个工作中, 我们取如下形式的形状因子:

$$F_p = F_\omega = \left(\frac{\Lambda_V^2 - m_V^2}{\Lambda_V^2 - t} \right)^2. \quad (10)$$

其中截断参数 $\Lambda_p = \Lambda_\omega = 1.2 \text{ GeV}$ 。一般来讲, 截断参数跟强子的大小直接相关, 不过, 我们目前对强子结构的研究还不够深入, 截断参数只能通过拟合实验数据得到。

2.2 $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ 衰变和 $\gamma p \rightarrow pf_0(980) \rightarrow p\pi^+\pi^-$ 散射

如引言中所述, 虽然 $f_0(980)$ 与 $K\bar{K}$ 有很强的耦合, 但是由于其质量低于 $K\bar{K}$ 的阈值, 所以, $f_0(980)$ ($\equiv f_0$) 的主要衰变道是 $\pi\pi$ 末态。其衰变宽度可以写为

$$\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi) = \frac{3g_{f_0\pi\pi}^2}{16\pi M_{f_0}^2} \sqrt{M_{f_0}^2 - 4m_\pi^2}. \quad (11)$$

根据 $M_{f_0} = (990 \pm 20) \text{ MeV}$, $\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi) = (70 \pm 30) \text{ MeV}$ 以及 $m_\pi = 138 \text{ MeV}$, 我们得到 $g_{f_0\pi\pi} = (1.10 \pm 0.24) \text{ GeV}$ 。其中, $g_{f_0\pi\pi}$ 的误差是由 M_{f_0} 和 $\Gamma(f_0 \rightarrow \pi\pi)$ 的误差得到的。

由于 $\pi\pi$ 是 $f_0(980)$ 的主要衰变道, 因此, 实验上一般通过 $\pi\pi$ 末态来重建 $f_0(980)$ 的信号。考虑到 $K\bar{K}$ 的耦合道效应和 $f_0(980)$ 的衰变谱函数, $\gamma p \rightarrow pf_0(980) \rightarrow p\pi^+\pi^-$ 过程的微分散射截面可以写成:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_{\pi\pi}} = \frac{d\sigma}{dt} \frac{2M_{f_0}^2}{\pi} \frac{\Gamma_{\pi^+\pi^-}(M_{\pi\pi})}{(M_{f_0}^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + (M_{\pi\pi}\Gamma_{\text{total}})^2}, \quad (12)$$

其中 $d\sigma/dt$ 是 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 散射过程的微分截面, 由公式(1)表示。 $M_{\pi\pi}$ 是末态 $\pi^+\pi^-$ 系统的不变质量, $\Gamma_{\pi^+\pi^-}(M_{\pi\pi})$ 和 Γ_{total} 是不变质量为 $M_{\pi\pi}$ 的虚 $f_0(980)$ 衰变到 $\pi^+\pi^-$ 末态的衰变分宽度和总宽度, 表达式分别为

$$\Gamma_{\pi^+\pi^-}(M_{\pi\pi}) = \frac{g_{f_0\pi\pi}^2}{8\pi M_{\pi\pi}^2} \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}, \quad (13)$$

$$\Gamma_{\text{total}} = \frac{3g_{f_0\pi\pi}^2}{16\pi M_{\pi\pi}^2} \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2} + \frac{g_{f_0K\bar{K}}^2}{8\pi M_{\pi\pi}^2} \sqrt{M_{\pi\pi}^2 - 4m_K^2}. \quad (14)$$

其中 $g_{f_0K\bar{K}}$ 是 $f_0(980)$ 与 $K\bar{K}$ 道的耦合常数。实验和理论研究都表明, 耦合常数 $g_{f_0K\bar{K}}$ 要大于 $g_{f_0\pi\pi}$ 。在文

献[17]中, 通过对 $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ 和 $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$ 衰变过程的分析, 得到 $g_{f_0K\bar{K}}/g_{f_0\pi\pi} = 4.21 \pm 0.25 \pm 0.21$ 。本文中, 我们将取 $g_{f_0K\bar{K}} = g_{f_0\pi\pi}$ 和 $g_{f_0K\bar{K}} = 4.21 \times g_{f_0\pi\pi}$ 两种情况进行讨论。

3 结果与讨论

图 2 中我们给出了 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程微分散射截面 $d\sigma/dt$ 的理论计算结果和实验数据的比较, 图中实验数据选自文献[18], 是在光子能量 $E_\gamma = 3.4 \text{ GeV}$ 处测得的。图中虚线代表使用雷吉传播子的结果, 实线代表使用普通费曼传播子的结果。从图中可看出, 雷吉传播子由于有一个 $(1 - e^{-i\pi\alpha_V(t)})$ 的相位因子, 使得结果在 $t \sim -0.7 \text{ GeV}^2$ 处会有一个明显的低谷, 而目前的实验数据并不符合这种理论预言。相反的, 普通费曼传播子的结果与实验数据符合得要好于雷吉传播子的结果。这从一个侧面表明, 在目前的光子能量点, 用普通费曼传播子计算的结果要比雷吉传播子更符合实验观测。

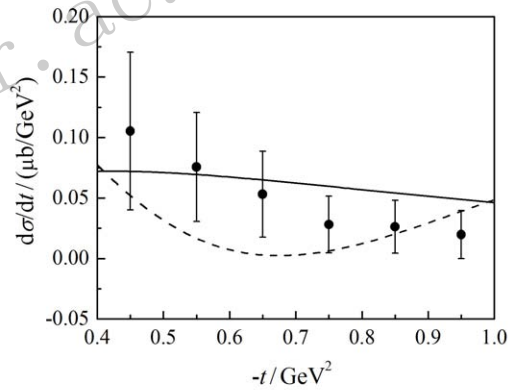


图 2 光生过程 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 微分散射截面理论计算结果和实验数据对比

基于微分散射截面的结果, 在图 3 中, 我们给出了 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 光生过程总截面 σ 的理论计算结果。

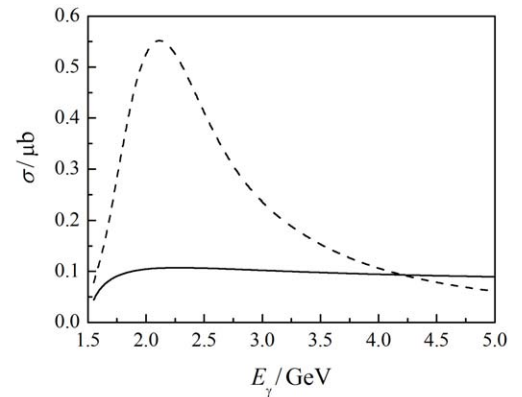


图 3 光生过程 $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ 总截面理论计算结果

图中虚线代表使用雷吉传播子的结果, 实线代表使用普通费曼传播子的结果。从图中可以看出, 雷吉传播子的计算结果与普通费曼传播子的计算结果在 $E_\gamma < 4.0$ GeV 范围内明显不同。将来相关实验结果可以检验这一理论预言, 从而进一步确定矢量介子传播子在中低能区的形式。

图 4 给出了 $\gamma p \rightarrow p f_0(980) \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ 过程的 $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布的理论计算结果, 这些计算结果是在光子束流能量 $E_\gamma = 3.4$ GeV 和 $t = -0.55$ GeV² 处得到的。图中实线是 $g_{f_0 K \bar{K}} = g_{f_0 \pi \pi}$ 的计算结果, 虚线代表 $g_{f_0 K \bar{K}} = 4.21 \times g_{f_0 \pi \pi}$ 的计算结果。根据计算结果, 可以很明显地看出, 不变质量分布对于耦合常数 $g_{f_0 K \bar{K}}$ 的数值有很强依赖性。当 $g_{f_0 K \bar{K}} = g_{f_0 \pi \pi}$ 时候, $f_0(980)$ 在 $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布上表现为一个 Breit-Wigner 的共振增强。当 $g_{f_0 K \bar{K}} = 4.21 \times g_{f_0 \pi \pi}$ 时候, $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布在 $K \bar{K}$ 的质量阈值附近有一个突然下降, 这与相关实验数据比较一致^[17]。这种偏离 Breit-Wigner 共振增强的性质有待进一步的实验验证。同时, 更精确的实验数据也能够对 $g_{f_0 K \bar{K}}$ 有更进一步的限制, 也能进一步加深人们对 $f_0(980)$ 内部结构的认识。

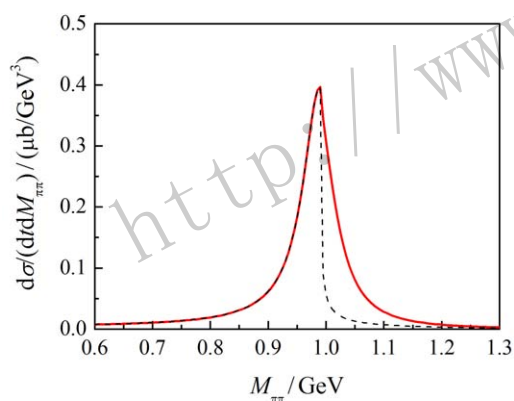


图 4 (在线彩图) 光生过程 $\gamma p \rightarrow p f_0(980) \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ 末态 $\pi^+ \pi^-$ 的不变质量分布

4 结论与展望

本文基于前人的研究结果, 运用有效拉氏量方法, 对 $f_0(980)$ 粒子的光生过程 $\gamma p \rightarrow p f_0(980)$ 进行了理论研究。我们探讨了两种矢量介子传播子形式对理论计算结果的影响, 发现目前微分散射截面的实验

数据更倾向于普通费曼传播子。同时, 雷吉形式传播子和普通费曼传播子给出的总截面明显不同。另外, 我们给出了 $\gamma p \rightarrow p f_0(980) \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ 过程的 $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布的理论预言, 发现 $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布对于 $f_0(980)$ 于 $K \bar{K}$ 的耦合常数 ($g_{f_0 K \bar{K}}$) 有很强的依赖关系, 不同的 $g_{f_0 K \bar{K}}$ 给出明显不同的 $\pi^+ \pi^-$ 不变质量分布。希望将来相关实验数据可以验证我们这些理论预言, 并对矢量介子传播子形式和耦合常数 $g_{f_0 K \bar{K}}$ 做出限制, 加深人们对 $f_0(980)$ 粒子的认识。

致谢 作者张豫感谢黄银和徐思琦在此次计算过程中提供的大力帮助, 与他们的不断交流和讨论, 让我克服了一个又一个的难题。

参考文献:

- [1] GODFREY S, ISGUR N. Phys Rev D, 1985, **32**: 189.
- [2] ACHASOV N N, DEVYANIN S A, SHESTALOV G N. Phys Lett B, 1982, **108**: 134 [Phys Lett B, 1982, **108**: 435].
- [3] GIACOSA F. Phys Rev D, 2006, **74**: 014028.
- [4] OLIVE K A, AGASHE K, AMSLER C, *et al.* Chin Phys C, 2014, **38**: 090001.
- [5] WANG Z G, YANG W M, WAN S L. Eur Phys J C, 2004, **37**: 223.
- [6] WEINSTEIN J D, ISGUR N. Phys Rev Lett, 1982, **48**: 659.
- [7] JANSSEN G, PEARCE B C, HOLINDE K, *et al.* Phys Rev D, 1995, **52**: 2690.
- [8] MINKOWSKI P, OCHS W. Eur Phys J C, 1999, **9**: 283.
- [9] FARIBORZ A H, JORA R, SCHECHTER J. Phys Rev D, 2007, **76**: 014011.
- [10] MATHIEU V, KOICHELEV N, VENTO V. Int J Mod Phys E, 2009 **18**: 1.
- [11] OLLER J A, OSET E. Nucl Phys A, 1997, **620**: 438, Nucl Phys A, 1999, **652**: 407.
- [12] OLLER J A, OSET E. Phys Rev D, 1999, **60**: 074023.
- [13] DA SILVA M L L, MACHADO M V T. Phys Rev C, 2013, **87**: 065201.
- [14] DA SILVA M L L, MACHADO M V T. Phys Rev C, 2012, **86**: 015209.
- [15] KALASHNIKOVA Y, KUDRYAVTSEV A E, NEFEDIEV A V, *et al.* Phys Rev C, 2006, **73**: 045203.
- [16] DONNACHIE A, KALSSHNIKOVA Yu S. Phys Rev C, 2008, **78**: 064063.
- [17] ABKIKIM M, BAI J Z, BAN Y, *et al.* [BES Collaboration], Phys Lett B, 2005, **607**: 243.
- [18] BATTAGLIERI M, VITA R D, SZCZEPANIAK A P, *et al.* [CLAS Collaboration], Phys Rev Lett, 2009, **102**: 102001.

Scalar Meson $f_0(980)$ Photoproduction in $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ Reaction

ZHANG Yu^{1,2}, XIE Jujun^{1,2,3}, CHEN Xurong^{1,2}

(1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. State Key Laboratory of Theoretical Physics, Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: We study the scalar meson $f_0(980)$ in the $\gamma p \rightarrow pf_0(980)$ reaction within an effective Lagrangian approach. Based on previous studies, we calculate the differential cross sections of this reaction. We take two types of the propagators of vector mesons ρ and ω , one is the Regge form, the other one is the normal Feynman propagator. It is found that our theoretical results for the differential cross sections with the Feynman propagator are in agreement with the current experimental data. For the total cross sections, the results with the two types of propagator are much different. On the other hand, we predict the $\pi^+\pi^-$ invariant mass distribution of the $\gamma p \rightarrow pf_0(980) \rightarrow p\pi^+\pi^-$ reaction. We find that the $\pi^+\pi^-$ invariant mass distribution depends sensitively on the value of the coupling constant $g_{f_0 K \bar{K}}$. We hope that the future experiments can test our model calculation and give further constraints on the value of $g_{f_0 K \bar{K}}$ and also the nature of $f_0(980)$.

Key words: photoproduction process; scalar meson; feynman propagator

<http://www.npr.ac.cn>

Received date: 25 Dec. 2015; **Revised date:** 15 Mar. 2016

Foundation item: National Basic Research Program of China(973 Program)(2014CB845406); National Natural Science Foundation of China (11475227)

Corresponding author: XIE Jujun, E-mail: xiejujun@impcas.ac.cn.