

二步过程生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 机制的研究*

余友文¹ 王平¹ 张宗焯¹
庆承瑞² 何祚庥² 储连元³

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

3 (中国原子能研究院 北京 102143)

摘要 研究了一个生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的二步过程: 第一步过程为 $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma$, 或 $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \pi$; 第二步为 $\Omega + (N\Omega)_{022} \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + N$. 结果表明这个二步过程的每一步的截面都比较大, 有可能是一个生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的重要途径.

关键词 双重子 夸克模型 反应截面

1 引言

目前在实验上只观测到了由 3 个夸克组成的重子和由正反夸克对组成的介子, 是否有更多夸克组成的粒子存在是一个具有挑战性的问题. 它的研究不仅是检验量子色动力学(QCD)理论, 探索低能短距离区夸克胶子行为的有效场所, 更重要的是若寻找多夸克态成功的话, 它将揭开一个至今人们还不知道的新物质和由它带来的新物理现象的研究. 几十年来, 人们已在此领域开展了许多研究, 主要集中在 H 粒子、 d^* 和 d' 等双重子态, 但至今在实验上尚未寻找到. 近年来, 我们从手征 $SU(3)$ 夸克模型^[1,2] 出发, 在符合了大量的核子-核子($N-N$)和超子-核子($Y-N$)散射实验数据的基础上, 采用相同的参数系统地研究了双重子态的结构. 结果给出由两个 Ω 组成的双重子态 $(\Omega\Omega)_0^+$ 是一个深度束缚的多夸克态^[3,4]. 我们认为它是一个很有趣的新的双重子态的候选者.

要在实验中寻找 $(\Omega\Omega)_0^+$, 必须研究它的生成机制. $(\Omega\Omega)_0^+$ 的生成是一个非常复杂的问题. 例如, 有可能在相对论性重离子碰撞中由多夸克直接合成; 也有可能是在重离子碰撞中从重子团中先形成 Ω , 然后由两个 Ω 相撞生成 $(\Omega\Omega)_0^+$, 当然还有可能通过其他途径生成. 在参考文献[5]中, 我们曾计算了两个 Ω 通过电磁作用产生 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的截面, 即: $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_0^+ + \gamma$. 同时也研究了先生成 $(\Omega\Omega)_{LSJ}$ 激发态, 再经过 γ 跃迁到达 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的过程, 即: $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{LSJ} + \gamma$ 和 $(\Omega\Omega)_{LSJ} \rightarrow (\Omega\Omega)_0^+ + \gamma$. 结果给出当两个 Ω 的相对动量 p 在

2001-06-22 收稿

* 国家自然科学基金(19875059)资助

100—400 MeV 时, 生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的截面是 $0.03—0.16 \times 10^{-29} \text{ cm}^2$, 约为微巴量级. 至于先到达 $(\Omega\Omega)_{LSJ}$ 激发态的截面则更小, 约比前者小一个数量级. 为了探讨是否有强作用过程生成 $(\Omega\Omega)_0^+$, 我们还计算了放 η 介子的过程: $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_0^+ + \eta$. 虽然这个过程的截面比电磁作用的截面大一个数量级, 但是由于 η 介子的质量比较大, $m_\eta = 548 \text{ MeV}$, 从能量守恒的要求, 只有当两个 Ω 的相对动量大于 877 MeV 时, 才能发生这一过程, 而这么高的动量恐怕在目前的实验中尚难以达到. 看来, 由电磁作用生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 是一个主要过程, 然而它的截面仅在微巴量级, 在目前的实验条件下, 能否观察到它的生成仍是一个有待进一步研究的问题.

本文要探讨的是在以重子为主的环境下, 除了上述机制以外, 是否还有其他的重要的机制产生 $(\Omega\Omega)_0^+$. 我们知道在重离子碰撞中会形成一个半径约为 10^{-11} cm 的火球, 当火球中的粒子的平均自由程小于火球半径时, 则有可能在火球中发生二步过程的反应. 在下面的章节中, 将讨论一个可能的二步反应机制, 即第一步先形成 $(N\Omega)_2^+$, 再通过 $\Omega + (N\Omega)_2^+ \rightarrow (\Omega\Omega)_0^+ + N$ 反应生成 $(\Omega\Omega)_0^+$. 计算的结果表明这个二步反应的每一步的截面都比较大, 因此, 这个机制也许是一个很有希望的有利生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的途径.

2 二步生成过程的研究

我们知道有不少的例子表明通过二步过程生成某种粒子有着特殊的重要性. 例如 μ 介子就是先由质子和电子形成氢原子之后, 再由 μ 子与氢原子中的电子发生作用而生成的. 类似地, 在研究 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的生成中, 由于 $\Omega + \Omega$ 只能通过电磁作用生成 $(\Omega\Omega)_0^+$, 所以几率较小, 截面是微巴量级; 但是在相对论性重离子碰撞后, 形成的重子火球中, 是否有一些二步过程对于生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 有利呢? 这是一个很值得探讨的问题. 我们考虑了一个如下的二步过程反应, 第一步先形成 $(N\Omega)_2^+$, 即

$$N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma, \quad (1a)$$

$$\text{或} \quad N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \pi, \quad (1b)$$

第二步是

$$\Omega + (N\Omega)_{022} \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + N, \quad (2)$$

这里 $(N\Omega)_{022}$ 代表 $N\Omega$ 的浅束缚态, 相应的量子数为 $L=0, S=2, J=2$. 在手征 $SU(3)$ 夸克模型的计算中, $(\Omega\Omega)_{022}$ 的结合能约为 5 MeV . 在这个二步过程中, 由于第一步可以通过放出 π 介子的强作用过程完成, 同时第二步交换反应也是强作用过程, 因此, 每一步的截面都是比较大的. 这样就有可能成为有效生成 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的另一种重要的途径. 下面分别给出每一步过程的截面的计算方法.

2.1 $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma$ (或 π) 截面的计算

第一步过程的截面计算可采用与参考文献[5]中相似的方法. 所不同的仅仅是在这里生成的是 $(N\Omega)_{022}$. 有关 $(N\Omega)_{022}$ 的结合能及相应的波函数, 可以从手征 $SU(3)$ 夸克模

型,用计算 $(\Omega\Omega)_0^+$ 的相同的参数得到.同时,由于参加作用的粒子之一是核子 N,因此还可以发生放出 π 介子的强作用过程.这里涉及的顶角作用函数包括 $N \rightarrow N + \gamma$, $\Omega \rightarrow \Omega + \gamma$ 及 $N \rightarrow N + \pi$ 3 个过程:

$$H_{c.m.}^{\Omega} = i\hat{e} \int dx \bar{\Psi}_{\Omega}(x) \gamma_{\mu} \Psi_{\Omega}(x) A_{\mu}(x), \quad (3)$$

$$H_{c.m.}^N = i\hat{e} \int dx \bar{\Psi}_N(x) \gamma_{\mu} \Psi_N(x) A_{\mu}(x), \quad (4)$$

及

$$H_{int}^{\pi} = i \sqrt{4\pi g} \int dx \Psi_N(x) \gamma_5 \Psi_N(x) \phi_{\pi}(x). \quad (5)$$

采用文献[5]中的有效哈密顿量方法,由计算

$$\begin{aligned} \langle k\lambda, (N\Omega)_{022\mu} | H_{c.m.}^{\Omega} + H_{c.m.}^N | N\Omega_{\mu_1\mu_2} \rangle = \\ (2\pi)^4 \delta(p - p' - k) T_{fi}^{\Omega}, \end{aligned} \quad (6)$$

和

$$\langle k, (N\Omega)_{022\mu} | H_{int}^{\pi} | N\Omega_{\mu_1\mu_2} \rangle = (2\pi)^4 \delta(p - p' - k) T_{fi}^{\pi}, \quad (7)$$

即可得到反应振幅 T_{fi}^{Ω} 和 T_{fi}^{π} , 代入截面公式, 就可以计算出相应的截面结果^[5].

2.2 $\Omega + (N\Omega)_{022} \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + N$ 反应截面的计算

这是一个三体系统从一个道到另一个道的反应过程.在这里,取核子标号为 2, 两个 Ω 超子的标号分别为 1 和 3. 这样初态为 $\Omega_1 + (N_2\Omega_3)_{022}$ 称为道 1, 末态 $(\Omega_1\Omega_3)_{000} + N_2$ 称道 2, 还有 $\Omega_3 + (N_2\Omega_1)_{022}$ 称为道 3. 相应的道波函数表示为 Φ_{α} , $\alpha = 1, 2, 3$. 根据三体碰撞多道理论推导的 AGS 方程, 从 α 道到 β 道的反应振幅为^[6]:

$$F_{\beta\alpha} = - (2\pi)^2 \mu_{\beta} \langle \Phi_{\beta} | U_{\beta\alpha} | \Phi_{\alpha} \rangle, \quad (8)$$

这里 μ_{β} 是 β 道的约化质量, $U_{\beta\alpha}$ 是从 α 道到 β 道的跃迁算符,

$$U_{\beta\alpha} = V_{\alpha\beta} + V_{\beta\gamma} G_0 V_{\alpha\gamma} + \dots, \quad (9)$$

(9) 式中的 $V_{\beta\alpha}$ 是两个重子间的相互作用, G_0 是格林函数, $G_0^{-1} = E + i\epsilon - H_0$. 在本工作中, 由于我们只想获取此反应截面的定性结果, 为了简单, 采用了最低级近似, 取

$$U_{\beta\alpha} = V_{\alpha\beta}, \quad (10)$$

这里 $V_{\alpha\beta} = V_{12} = V_{\Omega N}$, $V_{\Omega N}$ 可以从手征 $SU(3)$ 夸克模型的计算中得到.

关于各个道波函数, 可以表示为

$$\Phi_1 = \chi_{\Omega\mu_1}(1) \chi_{N\Omega, 2\mu_{23}}(2, 3) \Psi_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_{23}) \varphi_{N\Omega, 0}(\mathbf{r}_{23}), \quad (11)$$

$$\Phi_2 = \chi_{N\mu_2}(2) \chi_{\Omega\Omega, 0}(1, 3) \Psi_p(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_{13}) \varphi_{\Omega\Omega, 0}(\mathbf{r}_{13}), \quad (12)$$

及

$$\Phi_3 = \chi_{\Omega\mu_3}(3) \chi_{N\Omega, 2\mu_{21}}(2, 1) \Psi_p(\mathbf{r}_3 - \mathbf{R}_{21}) \varphi_{N\Omega, 0}(\mathbf{r}_{21}). \quad (13)$$

其中 $\chi_{N\mu}$ ($\chi_{\Omega\mu}$) 是单个核子 (Ω 粒子) 磁量子数为 μ 的自旋波函数, $\chi_{N\Omega, 2\mu}$ ($\chi_{\Omega\Omega, 0}$) 是两个重子 $N\Omega$ ($\Omega\Omega$) 耦合成自旋为 2(0) 的自旋波函数. \mathbf{r}_i 代表第 i 个重子的坐标, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, \mathbf{R}_{ij}

为 i, j 粒子系统的质心坐标. $\Psi_p(\mathbf{r}_k - \mathbf{R}_j)$ 为重子 k 与 (ij) 两个重子体系之间相对动量为 p 的相对运动平面波波函数; $\varphi_{N\Omega,0}$ 及 $\varphi_{\Omega\Omega,0}$ 分别代表 $N\Omega$ 及 $\Omega\Omega$ 系统角动量 $L=0$ 的束缚态的内部运动波函数, 它们可以从手征 $SU(3)$ 夸克模型中求解得到. 注意到这个三重子系统中有两个 Ω , 在波函数中应该考虑它们之间的反对称化, 因此反应的初末态波函数可表示为

$$\Phi_i = \sqrt{\frac{1}{2}} \left[\chi_{\Omega\mu_1}(1) \chi_{N\Omega,2\mu_{23}}(2,3) \Psi_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{R}_{23}) \varphi_{N\Omega,0}(\mathbf{r}_{23}) - \chi_{\Omega\mu_1}(3) \chi_{N\Omega,2\mu_{23}}(2,1) \Psi_p(\mathbf{r}_3 - \mathbf{R}_{21}) \varphi_{N\Omega,0}(\mathbf{r}_{21}) \right], \quad (14)$$

$$\Phi_f = \chi_{N\mu_2}(2) \chi_{\Omega\Omega,0}(1,3) \Psi_p(\mathbf{r}_2 - \mathbf{R}_{13}) \varphi_{\Omega\Omega,0}(\mathbf{r}_{13}). \quad (15)$$

将(14)和(15)式的波函数代入反应振幅的公式, 则有

$$F_{fi} = -\sqrt{2}(2\pi)^2 \mu_2 \langle \Phi_2 | V_{12} | \Phi_1 \rangle,$$

相应的反应截面为

$$\sigma = \frac{v_2}{v_1} \frac{1}{4 \cdot 5} \sum_{\mu_1 \mu_2 \mu_{23}} \int |F_{fi}|^2 d\Omega_p,$$

这里 v_1 是第一个 Ω 与 $(N\Omega)_{022}$ 的相对速度, v_2 是末态的 N 与 $(\Omega\Omega)_{000}$ 的相对速度, 积分是对 v_2 的立体角积分. 式中的因子 $\frac{1}{4}$ 及 $\frac{1}{5}$ 是由对初态求平均而来, 4 是 Ω 的自旋权重, 5 是 $(N\Omega)_{022}$ 的权重. 根据参考文献[1—4], 可以由手征 $SU(3)$ 夸克模型, 得到有效的 $V_{\Omega N}$ 以及 $(\Omega\Omega)_{000}$ 和 $(N\Omega)_{022}$ 体系的两重子间的内部波函数 $\varphi_{\Omega\Omega,0}$ $\varphi_{N\Omega,0}$. 将它们带入到截面的计算公式中, 就可以得到这个交换反应的截面.

3 结果和讨论

首先, 看到第一步生成 $(N\Omega)_{022}$ 的截面要比 $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + \gamma$ 的截面大许多. 在这里我们给出 $p = 200\text{MeV}$ 和 500MeV (p 是初态两个重子在质心系的相对动量) 的截面数值(见表 1). 为了对比, 在表 1 中也列出了 $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + \gamma$ 的截面值. 从表 1 中可以看到在 $p = 200\text{MeV}$ 时, $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma$ 的截面约为 $5 \times 10^{-29} \text{cm}^2$, 在 $p = 500\text{MeV}$ 时, $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \pi$ 的截面约为 $17 \times 10^{-29} \text{cm}^2$, 都比 $\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + \gamma$ 的截面至少大一个数量级. 同时, 又注意到在重离子碰撞的重子火球中核子密度很大, 这样就会使得 $(N\Omega)_{022}$ 的丰度大大增加. 这就为第二步过程提供了最有利的条件.

表 1 生成 $(N\Omega)_{022}$ 的截面值

	$\sigma_{N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma}$	$\sigma_{N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \pi}$	$\sigma_{\Omega + \Omega \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + \gamma}$
$p = 200\text{MeV}$	$5 \times 10^{-29} \text{cm}^2$	—	$0.07 \times 10^{-29} \text{cm}^2$
$p = 500\text{MeV}$	$1 \times 10^{-29} \text{cm}^2$	$17 \times 10^{-29} \text{cm}^2$	$0.16 \times 10^{-29} \text{cm}^2$

第二步过程的截面给在图 1 中. 从图 1 可见, 这个交换反应的截面值是相当大的. 在

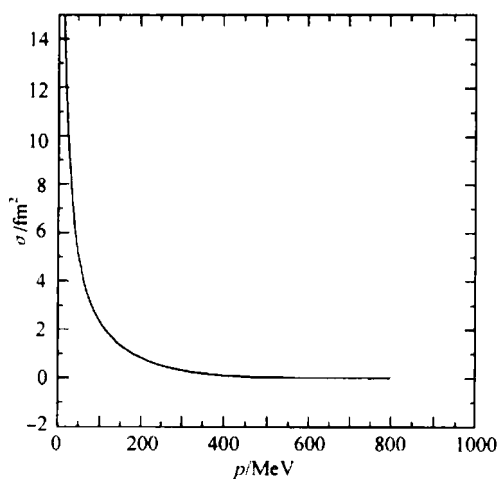


图 1 $\Omega + (\Omega N)_2 \rightarrow (\Omega\Omega)_0 + N$

初态的相对动量 $p = 50-100\text{MeV}$ 时, $\sigma_{\Omega + (\Omega N)_{022} \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + N}$ 约为 $5-2\text{fm}^2$. 这个结果, 令我们相信虽然这是一个二步过程, 但是它仍可能为一个生成 $(\Omega\Omega)_0$ 的有效途径.

作者感谢李强兵博士为此工作提供了 $(N\Omega)_2$ 的束缚态解.

参考文献 (References)

- 1 ZHANG Z Y, YU Y W, DAI L R. HEP & NP, 1996, **20**:363
(张宗焯, 余友文, 戴连荣. 高能物理与核物理, 1996, **20**:363)
- 2 ZHANG Z Y, YU Y W, SHEN P N et al. Nucl. Phys., 1997, **A625**:59
- 3 YU Y W, ZHAN Z Y, YUAN X Q. Commun. Theor. Phys., 1999, **31**:1;
ZHANG Z Y, YU Y W, YUAN X Q. Nucl. Phys., 2000, **A670**:178c
- 4 ZHANG Z Y, YU Y W, CHING C R et al. Phys. Rev., 2000, **C61**:065204
- 5 YU Y W, WANG P, ZHANG Z Y et al. Commun. Theor. Phys., 2001, **35**:553
- 6 Alt E O, Grassberger P, Sandhas W. Nucl. Phys., 1967, **B2**:167

A Two Step Mechanism for Forming Dibaryon $(\Omega\Omega)_{J^P=0^+}^*$

YU You-Wen¹ WANG Ping¹ ZHANG Zong-Ye¹ CHING Cheng-Rui²

T. H. Ho² CHU Lian-Yuan³

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

2 (Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

3 (China Institute of Atomic Energy, Beijing 102143, China)

Abstract A two-step process for forming dibaryon $(\Omega\Omega)_0^+$ is studied. The first step is $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \gamma$, or $N + \Omega \rightarrow (N\Omega)_{022} + \pi$, and the second step is an exchange reaction as: $\Omega + (N\Omega)_{022} \rightarrow (\Omega\Omega)_{000} + N$. The results show that the cross sections of both steps are quite large, therefore this might be an important approach for producing $(\Omega\Omega)_0^+$.

Key words dibaryon, quark model, reaction cross section

Received 22 June 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China(19875059)