

# 在 $\alpha(p, p')\eta\alpha$ 反应中的 $N^*(1535)$ 激发及 $\eta$ 介子产生\*

杨友昌<sup>1,4</sup> 陈洪<sup>1,3;1)</sup> 姜焕清<sup>1,2,3</sup>

1(西南大学物理科学与技术学院 重庆 400715)

2(中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

4(遵义师范学院物理系 遵义 563002)

**摘要** 在相对论介子与核相互作用理论框架下,对 $\alpha(p, p')\eta\alpha$ 反应进行了理论分析,讨论了在入射质子和靶核上的 $N^*(1535)$ 激发机制的特点.以 $^4\text{He}$ 靶核为例,在入射质子动能 $T_p=2.8\text{GeV}$ 的情况下,计算了反应截面,末态 $\eta N$ 不变质量谱和出射 $\eta$ 介子的角分布,讨论了在兰州重离子冷却储存环(CSR)上开展实验研究的意义和可能性.

**关键词**  $N^*(1535)$  激发 高能质子-核反应 散射截面

重子激发态是强子物理研究的一个非常重要的领域之一.由于实验数据的缺乏和不确定性及实验观测与理论预言之间的矛盾,对重子激发态的性质仍然存在许多有争议的问题.目前,国际上投入了许多人力和物力进行这方面的研究<sup>[1-4]</sup>.兰州 CSR 升级改造即将完成,它可以把质子动能加速到 $2.8\text{GeV}$ ,这为研究能量在 $2.8\text{GeV}$ 以下的重子激发态提供了又一个实验装置.由于 $N^*(1535)$ 的质量( $1520-1555\text{MeV}$ )和衰变宽度( $100-200\text{MeV}$ )<sup>[5]</sup>的实验确定很不精确,因此,很有必要对 $N^*(1535)$ 的性质进行更进一步的实验研究.因为 $\eta$ 介子的同位旋为 $0$ ,根据强相互作用过程中同位旋守恒,它与核子的耦合只能形成 $N^*$ ,所以 $\eta$ 介子只能通过核子激发态的形成和衰变产生.由粒子数据表<sup>[5]</sup>可知,在能量不太高的情况下 $N^*(1535)$ 衰变成 $\eta N$ 的分支比很大( $30\%-55\%$ ),而其他各重子共振态衰变到这 $\eta N$ 分支比均小于 $2\%$ ,所以可以假定 $\eta$ 介子的产生主要是通过 $N^*(1535)$ 的产生及衰变实现的.

本文考虑质入射动能在兰州 CSR 能量范围内的质子与原子核发生相互作用并激发 $N^*(1535)$ ,然后衰变产生 $\eta$ 介子的反应 $p+^4\text{He}\rightarrow p'+^4\text{He}'+\eta$ ,这个反应过程可以用费曼图表示.图1(a)表示入射质子和靶核发生相互作用,在质子入射端激发 $N^*(1535)$ ,然后衰变产生 $\eta$ 介子和质子,图1(b)是入射质子和靶核作

用,使靶核中一个核子激发为 $N^*(1535)$ ,然后这个 $N^*$ 衰变出一个 $\eta$ 介子后和其余核子构成剩余核.

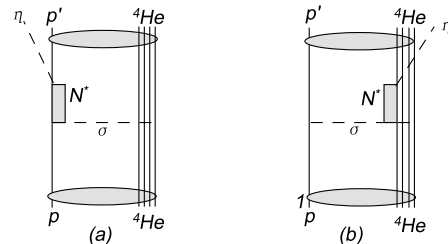


图 1  $p+^4\text{He}\rightarrow p'+^4\text{He}'+\eta$  反应的费曼图

根据强相互作用中同位旋守恒要求,在质子-质子碰撞过程中交换的介子可以是 $\sigma, \pi, \rho$ 介子<sup>[6]</sup>.对于所研究的特定反应 $p+^4\text{He}\rightarrow p'+^4\text{He}'+\eta$ ,因为质子的同位旋为 $1/2$ , $^4\text{He}$ 核和 $\eta$ 介子的同位旋为 $0$ ,所以在这个反应过程中只能交换 $\sigma$ 介子.该反应过程中的有效拉氏密度取为,

$$\begin{cases} \mathcal{L}_{\eta NN^*} = ig_{\eta NN^*} \bar{\psi}_N \psi_{N^*} \phi_\eta + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{\sigma NN^*} = ig_{\sigma NN^*} \bar{\psi}_N \gamma^5 \psi_N \phi_\sigma + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{\sigma NN} = ig_{\sigma NN} \bar{\psi}_N \psi_N \phi_\sigma + \text{h.c.} \end{cases} \quad (1)$$

其中 $g_{\sigma NN}, g_{\sigma NN^*}, g_{\eta NN^*}$ 表示各项角耦合常数, $\psi_N, \psi_{N^*}, \phi_\eta$ 是核子,核子激发态和 $\eta$ 介子场.在计算过程中取 $g_{\eta NN^*} = 2.06^{[7]}, g_{\sigma NN^*} = 0.5, g_{\sigma NN}^2/4\pi = 8.03^{[6]}$ .

\* 国家自然科学基金(10575083, 10435080)资助

1) E-mail: chen@swu.edu.cn

在冲量近似(DWIA)<sup>[8, 9]</sup>下, 反应中直接图1(a)和间接图1(b)的 $T$ 矩阵为,

$$T_1 = -ig_{\sigma NN}g_{\sigma NN^*}g_{\eta NN^*}F_A(q)F_\sigma^2(q^2)\bar{u}(p_4, s_4) \times u(p_2, s_2)G_\sigma(q^2)\bar{u}(p_3, s_3)G_{N^*}(s_{\eta N})\gamma^5 u(p_1, s_1), \quad (2)$$

$$T_2 = -ig_{\sigma NN}g_{\sigma NN^*}g_{\eta NN^*}F_A(q)F_\sigma^2(q^2)\bar{u}(p_4, s_4) \times G_{N^*}(s_{\eta N})\gamma^5 u(p_2, s_2)G_\sigma(q^2)\bar{u}(p_3, s_3)u(p_1, s_1). \quad (3)$$

其中 $u(p, s)$ ,  $\bar{u}(p, s)$ 分别是初末态质子的Dirac旋量, 而 $p, s$ 代表参与反应的初末态相应的质子动量及自旋. 在(2)和(3)式中的 $G_{N^*}(s_{\eta N})$ 为核子激发态 $N^*$ 的传播子,

$$G_{N^*}(s_{\eta N}) = \frac{\not{p}_{N^*} + m_{N^*}}{m_{N^*}^2 - s_{\eta N} - im_{N^*}\Gamma_{N^*}(s_{\eta N})}. \quad (4)$$

$s_{\eta N} = (p_N + p_\eta)^2$ 为 $\eta N$ 在质心系中能量的平方,  $m_{N^*}$ ,  $\Gamma_{N^*}(s_{\eta N})$ 分别是 $N^*$ 质量和能量依赖的衰变宽度, 它与在壳的衰变宽度 $\Gamma_{N^*}(s = M_{N^*}^2)$ 有如下的关系<sup>[7]</sup>:

$$\Gamma_{N^*}(s) = \Gamma(s = M_{N^*(1535)}^2) \frac{\bar{q}(s)}{\bar{q}(m_{N^*}^2)}. \quad (5)$$

在(5)式中取 $\Gamma(s = M_{N^*(1535)}^2) = 150\text{MeV}$ ,  $\bar{q}(s)$ 是在 $\eta N$ 质心系中 $\eta$ 介子的动量. 在(2)和(3)式中 $G_\sigma(q^2)$ 为介子传播子,

$$G_\sigma(q^2) = \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2}, \quad (6)$$

其中 $m_\sigma, q$ 是交换介子质量和四动量. 考虑到交换介子和核子与核子激发态间耦合的有限大小, 引入顶角耦合的形状因子 $F_\sigma(q^2)$ , 并认为在两个顶角的形状因子相同, 取如下形式<sup>[6]</sup>,

$$F_\sigma(q^2) = \frac{\Lambda_\sigma^2 - m_\sigma^2}{\Lambda_\sigma^2 - q^2}, \quad (7)$$

其中 $\Lambda_\sigma$ 为交换介子的截断质量. 在(2)和(3)式中的 $F_A(q^2)$ 为靶核形状因子, 这主要是考虑到核内有 $A$ 个核子, 它们在核内有一定的空间分布. 同时, 入射质子和出射粒子与靶核间存在初末态相互作用, 在这里把原子核内的分布以及入射粒子与靶核和出射粒子与剩余核之间的扭曲效应均包括在 $F_A(q)$ 中, 在不考虑扭曲效应, 动量转移为0时,  $F_A(q)$ 等于原子核内的核子数 $A$ . 在考虑程函近似和粒子小角度出射情况下, 形

状因子 $F_A(q)$ 有如下形式<sup>[10]</sup>,

$$F_A(q) = 2\pi \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty J_0(qb)\rho_A(b, z) dz \times \exp\left[-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty \sigma_{NN}\rho_A(b, z') dz'\right] \times \exp\left[-\frac{1}{2} \int_0^\infty \sigma_{\eta N}\rho_A(b, z, l_\eta) dl_\eta\right], \quad (8)$$

其中 $\sigma_{NN} = 40\text{mb}$ 为这个反应能量范围内实验给出的核子-核子散射截面,  $\sigma_{\eta N}$ 为出射 $\eta$ 介子和核子的散射

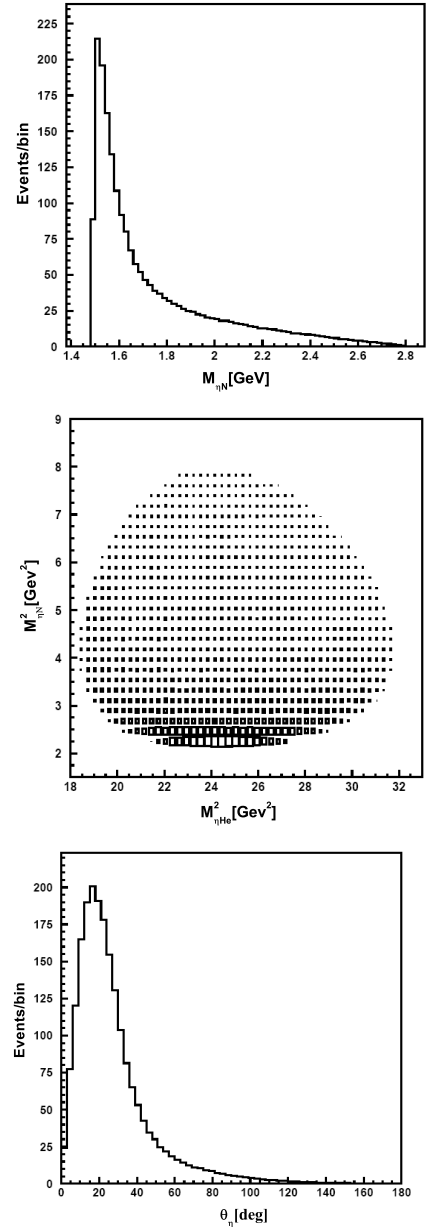


图2 质子入射动能为2.8GeV情况时的 $\eta N$ 不变质量谱, Dalitz图和出射 $\eta$ 角分布

截面, 因为目前为止还没有可信的 $\sigma_{\eta N}$ 实验数据, 所以在计算中没有考虑出射 $\eta$ 和核间的相互作用, 即取 $\sigma_{\eta N} = 0\text{mb}$ .  $J_0(qb)$ 为零阶柱贝塞尔函数. 取 ${}^4\text{He}$ 核的

核子密度分布为高斯分布<sup>[11]</sup>, 其中 $\alpha = 0.76\text{fm}^{-2}$

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-\alpha^2 r}. \quad (9)$$

利用微分散射截面 $\sigma(pA \rightarrow \eta pA)$ 公式<sup>[5]</sup>,

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_p \cdot p_{He})^2 - (m_p m_{He})^2}} \sum_{s_i} \sum_{s_f} |T_{if}|^2 \times \\ (2\pi)^4 \delta^4(p_p + p_{He} - p_{p'} - p_{He'} - p_\eta) \times \\ \frac{m_p d^3 p_{p'}}{(2\pi)^3 E_{p'}} \frac{d^3 p_{He'}}{(2\pi)^3 2E_{He'}} \frac{d^3 p_\eta}{(2\pi)^3 2E_\eta}, \quad (10)$$

其中 $|T_{if}|^2 = |T_1 + T_2|^2$ ,  $T_1$ 和 $T_2$ 即为式(2)和(3). 在质子入射动能为 $2.8\text{GeV}$ 的情况下, 对(10)式中不观测的量积分, 可得出任意两末态粒子的不变质量分布, 任意粒子的角分布和总截面. 从图2可见, 在 $\eta N$ 不变质量为 $1.51\text{GeV}$ 附近有一个明显的共振峰出现, Dalitz图中 $M_{\eta N}^2$ 为 $2.35\text{GeV}^2$ 附近事件分布密集, 由此可以判断在反应过程中确有 $N^*(1535)$ 共振粒子产生. 为便于实验探测我们还得出了出射 $\eta$ 介子的角分布, 当出射角度为 $20^\circ$ 时 $\eta$ 介子的出射几率最大.

从图3可见, 直接图对总截面的贡献比来自间接图的大得多, 反应的截面可达豪巴的量级, 在我国兰

州重离子冷却储存环(CSR)上开展实验研究将是可能的.

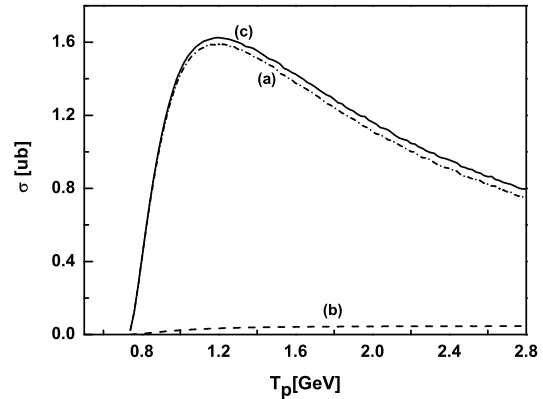


图3  $p + {}^4\text{He} \rightarrow p' + {}^4\text{He}' + \eta$ 反应的总截面 (a) 直接图对总截面的贡献; (b) 间接图对总截面的贡献; (c) 同时考虑了来自直接图和间接图的贡献后的计算结果.

作者感谢周明振、袁宏宽的有益讨论.

## 参考文献(References)

- 1 Cal Hén et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **79**: 2642
- 2 Krushe B et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**: 3736
- 3 Hofmann-Rothe P et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **78**: 4697
- 4 Benmerrouche M, Mukhopadhyay N C et al. Phys. Rev. Lett., 1997, **77**: 2642
- 5 Particle Data Group. Phys. Lett., 2004, **B592**: 299
- 6 Gedalin E, Moalem A, Razdolskaja L. Nucl. Phys., 1998, **A634**: 368
- 7 CHIANG H C, Oset E. Phys. Rev., 1991, **C44**: 738
- 8 Kitching P, McDonald W J et al. Adv. Nucl. Phys., 1985, **15**: 43
- 9 Kitching P, Miller C A et al. Nucl. Phys., 1980, **A340**: 423
- 10 De Vries H, DeJager C W et al. Atomic Data Nuclear Data Table, 1987, **36**: 479
- 11 Fernández de Córdoba P, Oset E et al. Nucl. Phys., 1995, **A586**: 586

## $N^*(1535)$ Excitation in the $\alpha(p,p')\eta\alpha$ Reaction\*

YANG You-Chang<sup>1,4</sup> CHEN Hong<sup>1,3;1)</sup> JIANG Huan-Qing<sup>1,2,3</sup>

1(School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

2(Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

4(Department of Physics, Zunyi Normal College, Zunyi 563002, China)

**Abstract** We study the  $\alpha(p,p')\eta\alpha$  reaction theoretically and analyse the mechanism of  $N^*(1535)$  excitation in the projectile and target nucleus. The cross section, invariant mass spectrum of  $\eta N$ , and angular distribution of  $\eta$  are given numerically at  $T_p=2.8\text{GeV}$ . The implications of our results to experiments at CSR in Lanzhou are discussed.

**Key words**  $N^*(1535)$  excitation, proton-nucleus reaction, cross section

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (10575083, 10435080)

1) E-mail: chenlh@swu.edu.cn