

核上 $A(\pi, \eta)X$ 单举反应*

陈林 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

1993年10月28日收到

摘 要

利用 $N^*(1535)$ 共振道模型,在 DWBA 框架下分析计算了核上 $A(\pi, \eta)X$ 单举产生反应,具体给出了 $^{12}\text{C}(\pi, \eta)X$ 单举反应的双重微分截面,得到与实验符合较好的结果,给出了 N^*-N 之间是相互吸引作用的结论. 计算还发现对于 η 产生过程,泡利原理的限制是不明显的.

关键词 $A(\pi, \eta)X$ 单举反应, η -核相互作用, 双重微分截面.

1 引 言

自从在 LAMPF 上进行 (π, η) 反应的提议提出以来^[1,2], η -核相互作用的研究一直是中能物理中最引人注意的问题之一. 主要的原因是人们想通过对于 η -核相互作用特点的研究,统一认识赝标介子与原子核的相互作用. 已知, η 介子、 π 介子和 K 介子属于同一个 $SU(3)$ 八重态,但从夸克模型来讲,它们的夸克结构又是不同的,通过比较这些介子与核的作用,可以得到它们的结构的知识. π 介子与核作用的研究已经取得了重要的进展, K -核作用也进行了相当多的实验及理论研究. 相比之下,人们对 η -核的相互作用了解相当缺乏,其主要原因是没有可供作实验的 η 介子的束流. 基于夸克模型,人们预言了 η - N 相互作用的某些性质^[3]. 考虑 $N^*(1440)$, $N^*(1520)$ 和 $N^*(1535)$ 共振, R. S. Rhalerao 和 L. C. Liu^[4] 预言了 η - N 相互作用的特点,并定性地分析了 η -核形成束缚态的可能性,但是,他们用符合 πN 散射相移来确定 ηNN^* 的耦合常数,这给耦合常数的确定带来了很大的不确定性. 从基本粒子表^[5]可以看出,在 $\sqrt{s} < 1600 \text{ MeV}$, ηN 与 $N^*(1535)$ 具有很强的耦合,而与其它共振态的耦合极弱. 因此,姜焕清, E. Oset 和 L. C. Liu^[6] 建议了 η - N 相互作用的 $N^*(1535)$ 共振模型. 基于这个模型,他们考虑了 $N^*(1535)$ 在核物质中自能的多体修正,得到 $q = 0$ 时 η -核的相互作用势,并由此分析了 η -核形成束缚态的可能性.

由于不存在 η 介子的束流,有关 η - N 和 η -核相互作用的信息主要来自于 η 产生反应. 利用 $N^*(1535)$ 模型,姜焕清和王澹澹^[7] 对于 $\pi N \rightarrow \eta N$ 反应的计算提供了影响

* 国家自然科学基金资助.

ηNN^* 耦合常数的各种可能性因素,与实验的比较表明,这个模型可以给出阈能附近 π 引起的 η 产生截面的正确趋势。由于运动学原因, π 在核上产生的阈能约为 600MeV, 比在核子上产生的阈能小,而在阈能附近, $\pi N \rightarrow \eta N$ 反应有较大的截面,所以,在原子核上研究 π 引起的 η 产生的反应已取得了进展。在这些产生反应中,目前主要的实验结果是 $A(\pi, \eta)X$ 单举反应^[1,2]。本文就是要推广 $N^*(1535)$ 模型来处理这类反应。

第二节给出模型公式,第三节对数值结果作一些讨论。

2 基本理论公式

考虑如下的单举反应

$$\pi + A \rightarrow \eta + X, \quad (1)$$

具有动量 k 的 π 介子与原子核 A 发生碰撞,产生了 η 介子,实验上只观察出射 η 介子的方向和能量,而对于系统的其余部分 X 不予观测。实际上这是很复杂的过程。为了便于理论分析和计算,对于阈能附近的 $A(\pi, \eta)X$ 单举反应,认为其基本过程是核内 $\pi N \rightarrow \eta N$ 反应,也就是说主要是通过 π 介子与核中的某个核子作用形成 $N^*(1535)$ 共振态,随之, $N^*(1535)$ 衰变产生出 η 介子和核子。基于上述假定,在 DWBA 框架下利用费米气体模型对阈能附近的 $A(\pi, \eta)X$ 单举反应进行处理。

利用 Bjorken-Drell 约定^[3],将单举反应的双重微分截面写成

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\eta} = 2 \int d^3r \left\{ \frac{d^3p_{N_1}}{(2\pi)^3} \cdot n(p_{N_1}) \cdot \frac{1}{|V_{rel}|} \cdot \frac{|p_\eta|}{(4\pi)^2} \cdot \frac{1}{E_\pi} \cdot \frac{M_{N_1}}{E_{N_1}} \cdot \frac{M_{N_2}}{E_{N_2}} \right. \\ \left. \cdot \Sigma \Sigma |T|^2 \cdot \delta(E_\pi + E_{N_1} - E_\eta - E_{N_2} - \varepsilon) \cdot \theta(|p_{N_2}| - k_F) \right\}, \quad (2)$$

其中 N_1 和 N_2 分别指初末态核子。 p 和 E 分别代表动量和能量, $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, ε 为核子束缚能, Σ 表示对核子初态自旋求平均,末态自旋求和。

$n(p_{N_1})$ 代表初态核子在费米海以下占有数,

$$n(p_{N_1}) = \begin{cases} 1 & |p_{N_1}| \leq k_F \\ 0 & |p_{N_1}| > k_F, \end{cases} \quad (3)$$

同样为满足泡利原理的限制,出射的末态核子需在费米海以上,有

$$\theta(|p_{N_2}| - k_F) = \begin{cases} 1 & |p_{N_2}| > k_F, \\ 0 & |p_{N_2}| \leq k_F, \end{cases} \quad (4)$$

k_F 为核子的费米动量,在费米气体模型下,它与核物质密度 ρ 有如下关系

$$k_F^3 = 3\pi^2\rho/2. \quad (5)$$

在 DWBA 框架下, T 矩阵可以表示成

$$T^{\pi\eta}(p, k_\pi, k_\eta) = i^{\pi\eta}(p, k_\pi, k_\eta) + \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} i^{\pi'\eta}(\rho, k', k_\eta) g(k') T^{\pi\pi'}(k', k_\pi), \quad (6)$$

其中 p, k_π 和 k_η 分别对应于核子, π 介子和 η 介子的动量。

式(6)中第一项代表没有扭曲的 π 介子在核内直接进行 $\pi N \rightarrow \eta N$ 反应的贡献,第二项代表入射 π 介子的初态相互作用扭曲波项。 $g(k')$ 为中间 π 介子在核物质内的传播子。

对于 $i^{\pi\eta}$, 需要计算图 1 所示的费曼图, 散射振幅 $i^{\pi\eta}$ 为

$$\begin{aligned}
 -i^{\pi\eta} = & (-i)g_{\pi NN^*} \frac{1}{\sqrt{s} - M_{N^*} - \Sigma_{N^*}(s) + \text{Re}\Sigma_N} (-i)g_{\eta NN^*} \\
 & + (-i)g_{\pi NN^*} \frac{1}{\sqrt{s} - M_{N^*} - \Sigma_{N^*}(s) + \text{Re}\Sigma_N - E_\pi(\mathbf{k}_\pi) - E_\eta(\mathbf{k}_\eta)} \\
 & \cdot (-i)g_{\eta NN^*}, \tag{7}
 \end{aligned}$$

其中 Σ_{N^*} 是 $N^*(1535)$ 在核物质内的自能, $\text{Re}\Sigma_N$ 为核子在核内自能的实部, \sqrt{s} 为系统不变能量, M_{N^*} 为 N^* 的质量. 式(7)中第一项相应于图 1 中的直接项 (a), 第二项相当于交换项 (b).

$N^*(1535)$ 的自能 $\Sigma_{N^*} = \text{Re}\Sigma_{N^*} + i\text{Im}\Sigma_{N^*}$, 对于虚部 $\text{Im}\Sigma_{N^*}$ 的计算, 详细过程在文献[6]中有述, 这里简要概括一下主要步骤. 对于 N^* 在核内的自能, 除了考虑图 2 所给出的 N^* 自由时的三个衰变道贡献外, 由于核内核子多体效应, 还应考虑如图 3 所示的新的衰变道的贡献. 利用标准费曼规则^[6,9]和 Cutkosky 规则^[10] ($\Sigma \rightarrow 2i\text{Im}\Sigma$, $G(p) \rightarrow 2i\theta(p^0)\text{Im}G(p)$, $D(q) \rightarrow 2i\theta(q^0)\text{Im}D(q)$, $G(p)$ 和 $D(q)$ 分别是费米子和玻色子的传播子), 可以很方便地得到自能虚部 $\text{Im}\Sigma_{N^*}$.

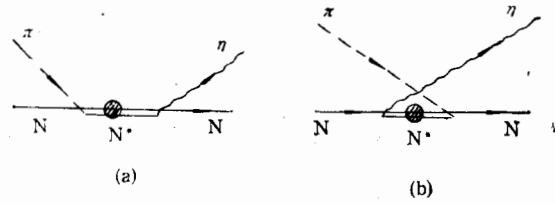


图 1 核内 $\pi N \rightarrow \eta N$ 反应的费曼图
(a) 直接项; (b) 交换项.

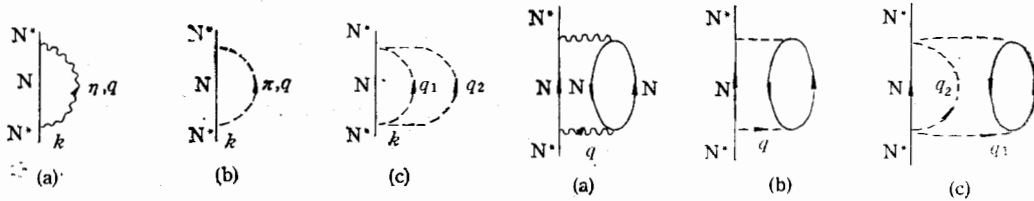


图 2 自由 N^* 的主要衰变道
(a) $N^* \rightarrow \eta N$; (b) $N^* \rightarrow \pi N$; (c) $N^* \rightarrow \pi\pi N$

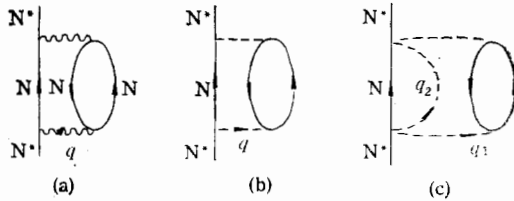


图 3 核内核子多体效应对 N^* 衰变的贡献

对于 $\text{Re}\Sigma_{N^*}$, 因为目前没有自由的 NN^* 相互作用的实验信息可以用来计算 $\text{Re}\Sigma_{N^*}$, 沿用文献[6], 假设

$$\begin{aligned}
 \text{Re}\Sigma_{N^*} &= (\rho/\rho_0)V_{N^*}, \\
 V_{N^*} &= -50, 0, \text{ 和 } 50 \text{ MeV}, \tag{8}
 \end{aligned}$$

这里 ρ 为核物质密度. 同时取

$$\text{Re}\Sigma_N = (\rho/\rho_0)V_N, \quad V_N = -50 \text{ MeV}. \tag{9}$$

由于泡利原理限制, 对于 N^* 在核内衰变出的核子须在费米海以上, 所以在计算中还要计入泡利限制的影响. 核子在核物质中的传播子考虑到泡利修正可以写作

$$G^0(\mathbf{k}, E) = \frac{1}{E - E_k + i\epsilon} + i2\pi n(\mathbf{k})\delta(E - E_k),$$

其中

$$n(k) = \begin{cases} 1 & |k| \leq k_F \\ 0 & |k| > k_F \end{cases} \quad (10)$$

k_F 为核子费米动量,式(10)中第一项相当于核子在核内自由传播的贡献,第二项是由于泡利限制而给出的修正.有了(10)式,就可以得到泡利限制对图(2)和图(3)各衰变道贡献的影响.

对于初态 π -N 散射矩阵 $T^{**'}$,假设为如下形式^[10,11]

$$T^{**'} = T^{0*} F(k, k'; E), \quad (11)$$

式中 T^{0*} 为壳上 π 介子散射矩阵,因子 $F(k, k'; E)$ 表示 π 散射的离壳效应, $F(k, k'; E)$ 可以表成

$$F(k, k'; E) = \frac{v(k)v(k')}{v^2(k^0)}; \\ v(k) = (1 + \alpha k^2)^{-2}; \alpha = 0.224 \text{fm}^2. \quad (12)$$

壳上散射矩阵 T^{0*} 可以用符合散射相移的方法得到^[12-17].

中间 π 介子在核内的传播子 $g(k')$,其一般表达式为^[10,12]

$$g(k') = \frac{1}{k'^2 - k'^2 + W + i\epsilon}, \quad (13)$$

式中 k^0 为 π 介子的在质壳动量. W 是考虑了核物质对 π 的传播的修正而引入的,一般取为一级光学位.由于 π 介子进入靶核内可以被核子吸收而不再残留在靶核内,即所谓 π 介子的真吸收,在 W 项中还应加入“真”吸收的影响^[10,12].

3 计算结果和讨论

本文对 ^{12}C 作了具体的计算.计算中,将 ^{12}C 的密度函数取作谐振子分布^[18]

$$\rho(r) = \rho_0 (1 + \alpha(r/a)^2) \exp(-(r/a)^2), \quad (14)$$

其中 $\alpha = 1.067$, $a = 1.687$, $\rho_0 = 0.132 \text{fm}^{-3}$.

对于 N^{*15} ,取其质量 $M_{N^*} = 1535 \text{MeV}$,总宽度为 150MeV ,对应于 πN , ηN 和 $\pi\pi N$ 各衰变道的分支比为 40%, 50% 和 10%, 这样^[6]

$$g_{\pi NN^*} = 0.664, \quad g_{\eta NN^*} = 2.03, \quad g_{\pi\pi NN^*} = 9.067 m_{\pi}^{-1}. \quad (15)$$

在计算图 3 贡献的 N^* 自能时,将顶角形状因子取为

$$F_i(q) = \frac{\Lambda_i^2 - m_i^2}{\Lambda_i^2 - q^2}, \quad (i = \pi, \eta),$$

其中

$$\Lambda_{\eta} = 1.5 \text{GeV}, \quad \Lambda_{\pi} = 1.3 \text{GeV}. \quad (16)$$

在图 4 中给出了当入射 π 介子动量为 $680 \text{MeV}/c$ 时单举 $^{12}\text{C}(\pi, \eta)X$ 反应的双重微分截面.实验数据取自文献[1].实验数据包括出射角 $0 \leq \theta_{\eta} \leq 30^\circ$ 的实验值,因此在同一角度范围进行了平均计算.

从图 4 中可以看出,当取 $V_{N^*} = -50 \text{MeV}$ 或 0MeV 时,计算结果与实验数据符合较好,实验数据介于 -50 和 0MeV 两条理论曲线之间,这反映出 N^* -N 之间是一种相互

吸引作用, V_{N^*} 介于 $-50-0\text{MeV}$ 之间。

计算中还发现, 泡利限制对于图 2 和图 3 各衰变道提供自能的影响很小, 可以忽略不

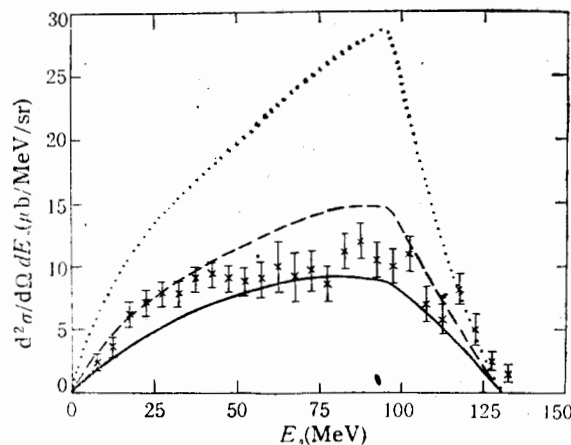


图 4 $^{12}\text{C}(\pi^+, \eta)X$ 单举双重微分截面

入射 π 介子动量 $p_{\pi}^{lab} = 680\text{MeV}/c$

—: $V_{N^*} = -50\text{MeV}$;

- - -: $V_{N^*} = 0\text{MeV}$;

.....: $V_{N^*} = 50\text{MeV}$.

计。这是和 π 产生反应不同之处, 对于 π 产生反应, 泡利修正较大, 不可以忽略。这是因为 η 产生过程是一个大动量的转移过程, 传递结核子的动量较大, 因而泡利限制不明显。

由于每一次 πN 散射中, π 介子总是损失能量, 而 π 介子引起的 η 产生反应的阈能使得一次 πN 碰撞后的 π 介子有很小的可能性再产生出 η 介子, 计算发现, 对于阈能附近的 η 产生, 二次 πN 碰撞的贡献几乎可以忽略。

总之, 在 DWBA 框架下讨论了单举 (π, η) 产生反应, 计算了 $^{12}\text{C}(\pi, \eta)X$ 反应的双重微分截面, 得到了与实验符合较好的结果, 给出了 N^*-N 之间是一种相互吸引作用的结论。理论分析和实验比较表明 $N^*(1535)$ 共振道在阈能附近的 η 产生过程中起主要作用。

作者感谢与西班牙 E. Oset 教授的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] J.C. Peng et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989)2953; J.C. Peng, Proc. Third intern. Symp. on $\pi N/N$ Physics (Gatchina, 1989)315.
- [2] J.C. Peng, Proc. of intern. Symp. on Medium Energyphysics, Beijing (1986) 236.
- [3] S.F. Tuan, *Phys. Rev.*, **B139**(1965)1393.
- [4] R.S. Bhalero and L.C. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985)865.
- [5] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D45**(1992) VIII.22.
- [6] H.C. Chiang, E. Oset and L.C. Liu, *Phys. Rev.*, **C44**(1991)2.
- [7] 姜焕清、王滩滩, 高能物理与核物理, **15**(1991)715.
- [8] C. Itzykson and J.B. Zuber, Quantum Field Theory (McGraw-Hill, New York, 1980).
- [9] A.L. Fetter and J.D. Walecka, Quantum Theory of Many Particle System (McGraw-Hill, New

- York, 1971).
- [10] H.C. Chiang and M.B. Johnson, *Phys. Rev.*, **C32**(1985) 531.
 - [11] B.V. Krippa and J.T. Londergan, *Phys. Lett.*, **B286**(1992)216.
 - [12] 邹冰松, π -核双电荷交换反应, 高能物理所博士论文.
 - [13] G. Rowe et al., *Phys. Rev.*, **C18**(1978)584.
 - [14] R. Koch et al., *Nucl. Phys.*, **A336**(1980)331.
 - [15] R.A. Arndt et al., *Phys. Rev.*, **D32**(1985)1085.
 - [16] E. Oset and W.Weise, *Nucl. Phys.*, **A319**(1979)477.
 - [17] K. Stricker et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979)292.
 - [18] C.W. de Jager et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **14** (1974) 479.

Inclusive(π, η) Reactions on Nuclei

Chen Lin Jiang Huangqing

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

Received on October 28, 1993

Abstract

By assuming that the ηN reaction is dominated by the $N^*(1535)$ resonance, the $A(\pi, \eta)X$ inclusive reaction is studied in the framework of the DWBA model, and double differential cross sections are calculated for the $^{12}\text{C}(\pi, \eta)X$ inclusive reaction. A good agreement between our theoretical result and the experimental data is achieved, and it is found that the interaction between N^* and N is attractive. The Pauli blocking effect is not obvious for the η production process.

Key words inclusive(π, η) reaction, η -nucleus interaction, double differential cross section.