

# $C(\gamma, \eta)X$ 反应与 $N^*(1535)$ 在核内的性质\*

平荣刚<sup>1</sup> 姜焕清<sup>1,2,3</sup>

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(兰州重离子加速器国家实验室 兰州 730000)

3(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

**摘要** 在  $N^*(1535)$  共振模型下,研究了  $\gamma$  在原子核上产生  $\eta$  的反应,通过  $N^*$  衰变的实验数据以及  $\gamma p \rightarrow \eta p$  反应确定了模型参数,结果表明,  $M_{N^*} = 1550 \text{ MeV}$  才较好地符合  $\gamma p \rightarrow \eta p$  的实验,对  $^{12}\text{C}$  上的  $\eta$  介子光生的总截面计算发现,  $N^*(1535)$  在核内的宽度由于多体修正而增大,  $N^*$  - 核的相互作用具有排斥性质.

**关键词**  $N^*(1535)$  模型  $C(\gamma, \eta)X$  反应 反应截面

## 1 引言

原子核内核子共振态的性质是核物理中最有趣的问题之一. 早在 20 多年前,人们就认识到,在中高能核反应中,一些核子激发态起重要作用,一些大动量转移的过程,需要考虑原子核中  $\pi$  介子以及核子激发态等非核子自由度的贡献. 然而,核环境会引起核子激发态自能的修正,例如,在核上光吸收反应中,人们已经清楚地观察到核子共振态  $D_{13}(1520)$  和  $F_{15}(1680)$  的核介质效应<sup>[1]</sup>,核内核子激发态的性质一直是理论和实验工作者十分关注的课题. 由于  $N^*(1535)$  共振与  $\eta N$  的耦合很强,它衰变到  $\eta N$  道的分支比占 50%,研究阈能附近原子核上  $\eta$  产生反应是研究原子核内  $N^*(1535)$  性质的很好的场合. 姜焕清, Oset 和刘龙章<sup>[2]</sup> 假定  $\eta N$  相互作用是通过形成  $N^*(1535)$  共振发生的,基于这个假定,他们进一步分析了核物质对  $N^*(1535)$  共振的修正,研究了  $\eta$  核的束缚态性质,讨论了  $\eta$  核的束缚态形成的可能性. 陈林和姜焕清<sup>[3,4]</sup> 把这种模型应用于阈能附近  $\eta$  介子产生反应,假定在阈能附近的产生  $\eta$  介子反应是通过  $N^*(1535)$  共振发生的,得到的  $\pi$  介子引起的  $\eta$  介子产生反应与实验较好符合的结果,指出  $\eta$  介子在原子核上光生也可能提供  $N^*(1535)$  在核物质中传播的信息. 而实验上一直没有在原子核上  $\eta$  介子产生的测量. 最近, T. Yorita 等人首次完成了在 C 原子核上 1 GeV 以下  $(\gamma, \eta)$  反应总截面的系统测量<sup>[5]</sup>. 本文将基于  $N^*(1535)$  共振模型,考虑核环境对  $N^*(1535)$  性质的影响,通过与实验的比较,研究核内  $N^*(1535)$  的性质.

2000-06-28 收稿

\* 国家自然科学基金(19835010)和中国科学院重大基金(B78)资助

## 2 模型

由于  $\eta$  的同位旋为 0, 所以  $\eta N$  系统的总同位旋为 1/2, 假定  $\eta N$  作用是通过  $N^*$  激发而发生的. 从  $N^*$  (1535) 的衰变性质, 可以看出, 它衰变到  $\eta N$  的几率很大, 相比之下, 在阈能附近, 其他  $N^*$  衰变到  $\eta N$  的几率很小, 因此, 进一步假定,  $\eta$  介子在核子的产生是通过  $N^*$  (1535) 产生及衰变而发生的, 按照文献 [2, 3], 考虑参与反应的各种核子的性质, 把  $\gamma NN^*$  和  $\eta NN^*$  的有效耦合拉氏量写为:

$$\mathcal{L}_{\gamma NN^*} = -if_{\gamma NN^*} \bar{\Psi}_{N^*} \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_N A_\mu, \quad \mathcal{L}_{\eta NN^*} = -ig_{\eta NN^*} \bar{\Psi}_{N^*} \Psi_N \Phi_\eta. \quad (1)$$

其中,  $f_{\gamma NN^*}$  和  $g_{\eta NN^*}$  分别为相应的耦合常数, 利用标准的场论方法, 可以把它们与  $N^*$  (1535) 衰变到相应的衰变道的宽度相联系.

$$\Gamma_{\eta N} = \frac{g_{\eta NN^*}^2 M_N}{2\pi M_{N^*}} \bar{q}_\eta, \quad \Gamma_{\gamma N} = \frac{\bar{q}_\gamma^2 M_N}{\pi M_{N^*}} |A_{1/2}^N|^2 \quad (2)$$

这里  $M_N, M_{N^*}$  分别为核子和  $N^*$  (1535) 的质量,  $\bar{q}_\gamma$  和  $\bar{q}_\eta$  分别为质心系动量,  $A_{1/2}^N$  为  $N^* \rightarrow N\gamma$  的螺旋度振幅, 它与耦合常数  $f_{\gamma NN^*}$  有如下的关系

$$f_{\gamma NN^*}^2 = \frac{\bar{q}_\gamma \sqrt{s}}{2M_{N^*}} |A_{1/2}^N|^2. \quad (3)$$

显然, 通过实验上的  $\Gamma_{\eta N}, \Gamma_{\gamma N}$  可以定出耦合常数, 然而, 由于目前实验上对  $\Gamma_{\eta N}$  和  $\Gamma_{\gamma N}$  以及  $M_{N^*}$  的确定仍有较大的不确定性, 本文将利用较新的  $\gamma N \rightarrow \eta N$  反应的实验结果<sup>[5]</sup>, 进一步检验和确定这些耦合常数. 利用  $N^*$  (1535) 模型, 在自由空间,  $\gamma N \rightarrow \eta N$  反应直接项的  $t$  矩阵可以写为<sup>[3]</sup>:

$$t = \frac{f_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*}}{\sqrt{s} - N^* + i\Gamma_{N^*}(s)/2}. \quad (4)$$

其中  $\Gamma_{N^*}(s)$  是不同的质心能量下  $N^*$  (1535) 衰变的总宽度, 它可以通过计算如图 1 所示的 3 个衰变道引起的  $N^*$  的自能得到, 详细计算见文献 [2].

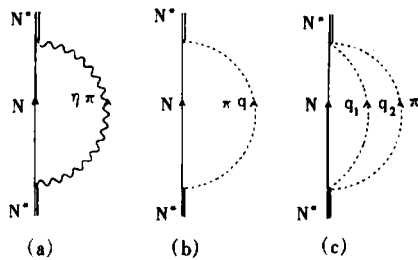


图 1 对  $N^*$  (1535) 在自由空间宽度有贡献的自能图  
(a)  $N^* \rightarrow N\eta$ ; (b)  $N^* \rightarrow N\pi$ ; (c)  $N^* \rightarrow N\pi\pi$ .

$M_{N^*} / \text{MeV}$	$\Gamma_{N^*} / \text{MeV}$	$g_{\eta NN^*}$	$f_{\eta N}$
1535	150	2.03	0.049
1540	130	1.99	0.047
1550	160	1.97	0.051

从基本粒子性质表可知,  $N^*$  的质量为 1520—1555 MeV, 总宽度为 100—250 MeV,  $N\pi, N\eta, N\pi\pi$  的衰变分宽度分别为: 35%—55%, 30%—55%, 1%—10%. 在  $N^*$  性质的平均参数附近作微小调节, 研究这些参数对 1 GeV 以下的光子在核子上产生  $\eta$  介子截面的影响, 图 2 中, 拟合了不同实验组给出的实验结果, 曲线是计算结果, 可以看出, 这个反应的阈

能为  $E_\gamma^{\text{th}} = 707\text{MeV}$ , 在这个能量以下没有  $\eta$  产生, 当  $E_\gamma$  大于阈能时, 反应截面迅速上升. 实验值取自不同实验组的结果<sup>[9-11]</sup>, 其中  $\square$  和  $\triangle$  为较新结果. 从理论与实验的比较可以看出,  $N^*(1535)$  模型可以较好地解释阈能附近光生反应, 当  $E_\gamma$  能量更高时, 理论结果与实验值开始出现偏离, 实验上的误差也比较大, 这可能是其他过程的贡献需要考虑.

表 1 给出了几组  $M_{N^*}$  和  $\Gamma$  不同取值时得到的耦合常数, 通过理论与实验的比较, 我们发现  $M_{N^*}$  取  $1550\text{MeV}$  时计算结果较好.

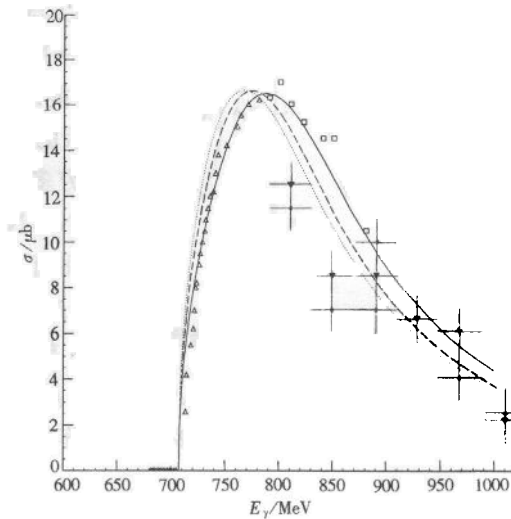


图 2  $\gamma + p \rightarrow \eta + p$  反应总截面曲线为理论计算结果  
 .....  $M_{N^*} = 1535\text{MeV}$ , .....  $M_{N^*} = 1540\text{MeV}$ , ——  $M_{N^*} = 1550\text{MeV}$ ;  
 $\triangle, \square$  和  $+$  为实验值,  $\triangle$  取自文献[9],  $\square$  取自文献[10], 其他取自文献[11].

### 3 在核上的光生反应

上一节, 讨论了在核子上  $\eta$  介子光生的  $N^*(1535)$  共振模型, 通过与实验的比较, 定出了有效耦合常数以及  $N^*$  的质量, 下面将利用这里确定的参数研究在原子核上的  $\eta$  介子的光生.

首先, 在原子核内, 核子具有费米运动, 实验上观察的结果应是对核内核子费米动量平均的结果. 考虑动量为  $p_\gamma$  的光子与核子发生作用, 观察  $\eta$  介子的产生.

$$\gamma(p_\gamma) + A_z \rightarrow \eta + X. \tag{5}$$

假定把原子核看成费米气体, 其费米动量为  $p_f$ , 则  $\gamma$  光子与核内一个核子作用产生  $\eta$  的截面可以写为

$$\sigma(p_f) = \frac{\int_0^{p_f} d^3 p_N P_N \bar{\sigma}(p_\gamma, p_N)}{\frac{4}{3} \pi p_f^3}. \tag{6}$$

其中  $\bar{\sigma}(p_\gamma, p_N)$  是动量为  $p_\gamma$  的入射光子与核内动量为  $p_N$  的核子作用产生  $\eta$  的总截面, 利用定域费米气体模型,  $p_f$  可以用  $p_f(r)$  代替, 它与核密度有如下关系,

$$p_f(r) = [3\pi^2 \rho(r)/2]^{1/3} \tag{7}$$

在核上产生的总截面为 
$$\sigma^A = \int d^3 r \rho(r) \sigma(p_f(r)) \tag{8}$$

在核上光生  $\eta$  的另一修正是  $N^*(1535)$  在核内自能的修正, 正如文献[2]中所讨论的. 一方面, 由于  $N^*$  是在核物质中衰变, 末态核子动量必须大于原子核的费米动量, 这就是泡利禁戒的修正, 这一修正结果使  $N^*$  在核内的衰变宽度减小; 另一方面, 由于  $N^*$  在核

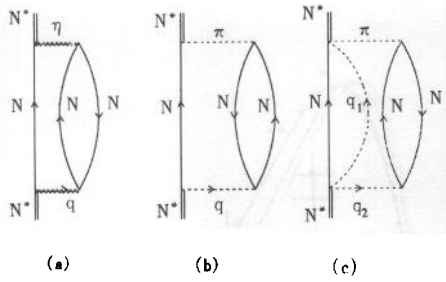


图 3 对  $N^*(1535)$  自能的多体修正费曼图

内可以与其他核子作用而变成两个核子, 即  $N^*N \rightarrow NN$ , 这就是  $N^*$  自能的多体修正. 对于  $N^*$  自能的多体修正的虚部, 可以通过计算如图 3 所示的费曼图得到, 对于自能修正的实部, 由于无穷多个反应过程可以对实部有贡献, 而又没有  $N^*-N$  散射的实验依据, 这里假定它与  $N-N$  作用有相同的形式, 而强度作为一个可调参数, 通过与原子核上  $\eta$  产生反应的实验比较得到  $N^*-N$  相互作用的信息<sup>[2]</sup>, 取

$$\text{Re}\Sigma_{N^*} = V_{N^*} \rho(r)/\rho_0. \tag{9}$$

这样, 在核内  $\gamma N \rightarrow \eta N$  过程的直接项  $t$  矩阵可以写为

$$t = \frac{f_{\gamma N N^*} g_{\eta N N^*}}{\sqrt{s} - [M_{N^*} + (V_{N^*} - V_N)\rho(r)/\rho_0] + i\Gamma(s)/2 - i\text{Im}\Sigma_{N^*}(s)}. \tag{10}$$

这里取  $V_N = -50\text{MeV}$ , 通过  $t$  和类似的交换项可以计算  $\gamma$  与核内核子作用产生  $\eta$  的总截面  $\sigma$ , 再利用(6)和(8)式, 可以得到  $\gamma$ -A 作用产生  $\eta$  介子的总截面.

### 4 数据结果及分析

利用上述公式, 计算了不同能量下  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \eta + X$  反应的总截面.  ${}^{12}\text{C}$  的密度分布函数取为谐振子分布<sup>[8]</sup>,

$$\rho(r) = \rho_0 [1 + \alpha(r/a)^2] \exp[-(r/a)^2], \tag{11}$$

其中  $\alpha = 4/3, a = 1.719\text{fm}$ , 图 4 给出了实验和理论计算的结果, 这里唯一可调的参数是  $N^*$ -核相互作用的强度参数  $V_{N^*}$ , 由于我们对  $N^*$ -A 作用的信息一无所知, 在这里改变  $V_{N^*}$ , 发现它对结果有较大的影响, 图 4 给出了 3 种典型的  $V_{N^*}$  取值的结果. 从理论与实验的比较看出, 在  ${}^{12}\text{C}$  上, 由于核内核子的费米运动,  $\gamma$  入射光子的能量低于  $707\text{MeV}$  时, 仍然可能发生  $\eta$  光生反应, 另一方面, 由于多体修正,  $N^*$  在核内的衰变宽度加大了. 从与实验的比较来看, 似乎  $N^*$ -核的相互作用是排斥的, 而且  $\gamma$ - ${}^{12}\text{C}$  截面的峰值比  $\gamma$ -p 截面的峰值位置要高, 即截面的峰值

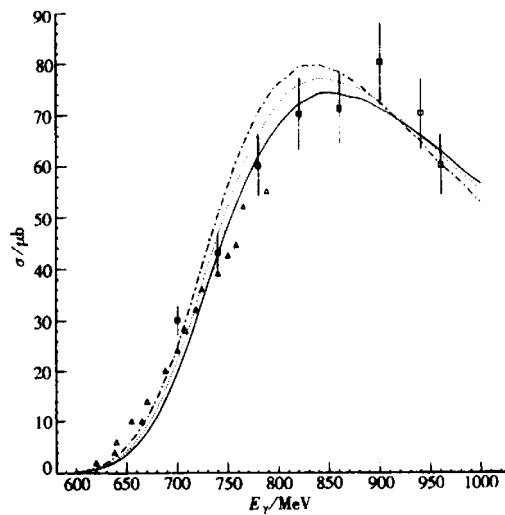


图 4  $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow \eta + X$  反应总截面  
曲线为理论值:  
.....  $V_{N^*} = 20\text{MeV}$ , .....  $V_{N^*} = 50\text{MeV}$ , ——  $V_{N^*} = 80\text{MeV}$ ;  
实验值:  $\triangle$ 取自文献[12],  $\square$ 取自文献[8].

向高能方向移动. 这与  $\pi$ -A 反应的情况相反<sup>[13]</sup>, 在那里  $\Delta_{33}$  起着支配作用, 随着 A 的增大,  $\pi$ -A 总截面的峰值向低能方向移动, 表明  $\Delta$ -核的相互作用是吸引的. 为了检验  $N^*$ -核的作用性质, 在不同 A 的核上测量是有意义的.

总之, 本文在  $N^*(1535)$  的模型下, 研究了  $\gamma$  在原子核上产生  $\eta$  的反应, 通过  $N^*$  衰变的实验数据以及  $\gamma p \rightarrow \eta p$  反应确定了模型参数. 结果表明,  $M_{N^*} = 1550 \text{ MeV}$  才较好地符合  $\gamma p \rightarrow \eta p$  的实验, 对  $^{12}\text{C}$  上的  $\eta$  光子产生的总截面计算表明,  $N^*(1535)$  在核内的宽度由于多体修正而增大,  $N^*$ -核的相互作用具有排斥的性质, 建议在不同的原子核上进行更系统的实验研究.

### 参考文献 (References)

- 1 Bianchi N et al. Phys. Lett., 1993, **B299**:219; Phys. Lett., 1993, **B309**:5
- 2 CHIANG H C, Oset E, LIU L C. Phys. Rev., 1991, **C44**:22
- 3 CHEN Lin, JIANG Huan-Qing. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1994, **18**:553(in Chinese)  
(陈林, 姜焕清. 高能物理与核物理, 1994, **18**:553)
- 4 CHEN L, CHIANG H C. Phys. Lett., 1994, **B329**:424
- 5 Yorida T et al. Proc. of the 7th Conference on Mesons and Light Nuclei'98, ed. Adam J. et al. World Scientific: 1999, 90
- 6 Fetter A L, Walecka J D. Quantum Theory of Many Particle System. McGraw-Hill, New York, 1971
- 7 Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev., 1992, **D45**:VIII22
- 8 de Jager C W et al. Atomic Data and Nuclear Data Table. 1974, **14**:479—508
- 9 Krusche B et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:3736
- 10 Wilhelm M. Ph. D. Thesis. Bomm, BN-IR-93-94
- 11 Homma S et al. J. Phys. Soc. Jap., 1988, **57**:828
- 12 Robig-Landau M et al. Phys. Lett., 1996, **B373**:45
- 13 CHIANG H C. Progress in Physics, 1982, **2**:282(in Chinese)  
(姜焕清. 物理学进展, 1982, **2**:228)

## $C(\gamma, \eta)X$ Reactions and Properties of $N^*(1535)$ in Nuclei\*

PING Rong-Gang<sup>1</sup>      JIANG Huan-Qing<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

<sup>2</sup>(Center of Nuclear Theory, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

<sup>3</sup>(Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** The  $\eta$  photon-production reaction on nuclei is studied by employing  $N^*(1535)$  resonance model. The parameters of the model are extracted by using experimental data of  $N^*$  decay channels and fitting  $\gamma p \rightarrow \eta p$  reaction cross section. The result shows that the theoretical values are in good agreement with experimental data if  $M_{N^*} = 1550 \text{ MeV}$ . The total cross section of the  $\eta$  photoproduction on  $^{12}\text{C}$  is calculated. We find that the width of  $N^*(1535)$  in nuclei increases because of corrections of many-body effects, and the interaction between  $N^*$  and nuclei has the feature of repulsion.

**Key words**  $N^*(1535)$  model,  $C(\gamma, \eta)X$  reaction, reactive cross section

Received 28 June 2000

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (19835010) and Important Foundation of The Chinese Academy of Sciences (B78)