

## 快报

# $\eta$ 粒子在 $\pi$ -A 碰撞中的表面产生\*

姜 焕 清

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

李 扬 国

(汕头大学物理系, 广东)

### 摘 要

本文提出了计算  $\pi$  引起的单举  $\eta$  产生的模型理论. 理论与实验的比较表明,  $\pi$ -A 碰撞中的  $\eta$  产生是一种表面产生过程.

按照  $SU(3)$  分类,  $\pi$  介子、K 介子与  $\eta$  介子属于同一个  $SU(3)$  的八重态. 在过去的二十年里,  $\pi$  介子与原子核相互作用的研究已取得很大进展, 为原子核的运动形态提供了很多信息<sup>[1]</sup>. 近年来, 随着低能 K 介子束流的建立, 使 K 介子与原子核作用的研究也取得了进展<sup>[2]</sup>. 相比之下, 人们对这一八重态的另一成员—— $\eta$  粒子与原子核作用则了解得甚少<sup>[3]</sup>.  $\eta$  介子与  $\pi^0$  介子很相似, 这两个中性的介子具有同样的自旋、宇称和 C 宇称, 它们的主要衰变道都是  $2\gamma$  道. 然而, 它们又有差别.  $\pi^0$  的同位旋为 1, 而  $\eta$  的同位旋为零.  $\eta$  的质量又比  $\pi^0$  大得多. 按照  $SU(3)$  夸克模型,  $\pi^0$  的波函数为  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ , 而  $\eta$  的夸克波函数则为  $(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$ .  $\eta$  介子的主要成分是  $s\bar{s}$  奇异夸克对. 由于这种差别, 比较  $\pi^0$  与  $\eta$  在核内的产生以及它们与核的相互作用, 将会提供  $s\bar{s}$  产生以及核内  $s\bar{s}$  作用的信息. 当前在美国 LAMPF 开展的  $\eta$  产生的实验研究<sup>[3]</sup> 将为  $\eta$ -核作用的研究提供重要的实验事实. 当然,  $SU(3)$  对称只是一个近似. 通常假定, 在这个八重态中同位旋单态的物理粒子是一个纯八重态的非物理粒子与一个  $SU(3)$  单态非物理粒子的混合. 人们发现, 其混合角大约为  $10^\circ$ ,  $SU(3)$  分类还是比较好的近似. 在理论研究方面, L. C. Liu 和 R. S. Bhalerao<sup>[4]</sup> 用耦合道的办法对  $\pi N \rightarrow \pi N$ 、 $\pi N \rightarrow 2\pi N$  以及  $\pi N \rightarrow \eta N$  反应作了分析, 预言了  $\eta N$  作用的性质. 在 DWIA 机制下, 我们<sup>[5]</sup> 也对  $\pi + A \rightarrow \eta + B$  这类“电荷交换”反应作了理论分析, 得到了有意义的结果.

然而, 对于  $\pi$  介子在原子核上引起的  $\eta$  产生反应, 有两个完全不清楚的问题. 一是产生的机制, 另一个是  $\eta$  与核的相互作用. 在实验研究中, 一类比较容易测量的反应是单举产生过程. 现存的分散的实验数据也仅局限于高能量的  $\pi$  介子在原子核上引起的单举产生过程<sup>[6]</sup>. 最近, J. C. Peng 等人<sup>[7]</sup> 也对阈能附近的  $\eta$  产生的能谱作了单举测量. 怎样从理论上理解这些实验数据? 怎样从这些实验中对  $(\pi, \eta)$  产生的机制提出信息? 这是摆

\* 国家自然科学基金资助的课题.  
本文 1988 年 5 月 6 日收到.

在我们面前的任务。对这一类反应的理论处理十分复杂，目前只能建立在模型理论的基础上。在本文中，我们将对这一类反应提出一种模型理论，把这一模型理论结果与实验作比较，从而对 $\pi$ 在原子核上引起的 $\eta$ 产生的机制作一些定性分析。

考虑如下的单举反应，



具有 $K_0$ 动量的 $\pi$ 介子与原子核A发生碰撞，产生了 $\eta$ 介子，实验上只观察出射 $\eta$ 粒子的方向与能量，而对于系统的其余部分X，不予观察。实际上，这可以是很复杂的过程。为了便于理论分析，我们把这个复杂的产生过程作如下的理解： $\pi$ 介子进入原子核，与原子核中的核子发生多次 $\pi N$ 碰撞。在每一次 $\pi N$ 碰撞中，只要 $\pi$ 介子的动量足够大，都有一定的几率产生 $\eta$ 粒子。一旦 $\eta$ 产生， $\eta$ 介子又有可能在离开原子核以前，与核内其他核子发生作用。作用的结果，可以仍然是 $\eta N$ ，也可以把 $\eta$ 转化成其他粒子。类似于高能质子或 $\pi$ 介子在原子核上引起的其他单举反应<sup>[8,9]</sup>，我们可以认为，实验上观察到的 $\eta$ 粒子，是各次 $\pi N$ 作用中产生的 $\eta$ 粒子的总和。由此，我们建议如下的多重散射公式：

$$\frac{d\sigma}{d^3p_\eta} = \sum_{n=1}^{\infty} w_n \frac{d\Sigma_n}{d^3p_\eta}, \quad (2)$$

其中 $w_n$ 是在第 $n$ 次 $\pi N$ 碰撞中， $\eta$ 产生的几率。 $\frac{d\Sigma_n}{d^3p_\eta}$ 是第 $n$ 次 $\pi N$ 碰撞中产生 $\eta$ 粒子的双重微分截面，它可以由如下的卷积得到，

$$\frac{d\Sigma_n}{d^3p_\eta}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_\eta) = \int d^3p' \frac{d\sigma}{d^3p_\eta}(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}_\eta) F_{n-1}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}'), \quad (3)$$

这里， $F_{n-1}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}')$ 是人射动量为 $\mathbf{p}_0$ 的 $\pi$ 介子，在原子核中经历 $n-1$ 次 $\pi N$ 碰撞后的动量分布函数，它是规一化的，即

$$\int d^3p' F_{n-1}(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}') = 1. \quad (4)$$

$\frac{d\sigma}{d^3p_\eta}(\mathbf{p}', \mathbf{p}_\eta)$ 是人射动量为 $\mathbf{p}'$ 的 $\pi$ 介子在核中 $\pi N$ 碰撞中产生 $\eta$ 的双重微分截面，它可以通过自由空间的 $\pi N \rightarrow \eta N$ 截面对核内核子的费米运动作平均而得到。

对于 $w_n$ 的计算，我们建议一组主方程。用 $P_n(b, z)$ 表示在 $(b, z)$ 处， $\pi$ 介子经历了 $n$ 次 $\pi N$ 弹性散射的几率分布函数， $D_n(b, z)$ 为在 $(b, z)$ 处， $\pi$ 介子经历了 $n$ 次 $\pi N$ 碰撞而产生 $\eta$ 粒子的几率分布函数。根据理论预言<sup>[4]</sup>， $\eta N$ 作用要比 $\pi N$ 作用弱得多。因此，在我们计算 $\pi$ 介子与核中核子产生多次碰撞的几率时，略去产生了的 $\eta$ 介子的未态作用。又由于 $D_n \ll P_n$ ，我们可以建议如下的主方程，

$$\begin{aligned} \frac{dP_n(b, z)}{dz} &= -\sigma_{\pi \rightarrow \pi} \rho(b, z) P_n(b, z) + \sigma_{\pi \rightarrow \pi} \rho(b, z) P_{n-1}(b, z), \\ \frac{dD_n(b, z)}{dz} &= -\sigma_{\eta \rightarrow \pi} \rho(b, z) D_n(b, z) + \sigma_{\pi \rightarrow \eta} \rho(b, z) P_{n-1}(b, z). \end{aligned} \quad (5)$$

其中， $\sigma_{\pi \rightarrow \pi}$ ， $\sigma_{\pi \rightarrow \eta}$ 和 $\sigma_{\eta \rightarrow \pi}$ 分别为 $\pi N$ 弹性截面、 $\eta$ 产生截面以及 $\eta N$ 碰撞中 $\eta$ 消灭的截面。 $\rho(b, z)$ 是核的密度分布函数。(5)式的物理意义是清楚的。一个 $\pi$ 介子与原子核中核子发生多次碰撞的总几率为1。利用这一条件，可以求解上述方程，我们发现，

$$D_1(b, \infty) = \frac{\sigma_{\pi \rightarrow \eta}}{\sigma_{\pi \rightarrow \pi} - \sigma_{\eta \rightarrow \pi}} [e^{-\sigma_{\eta \rightarrow \pi} T(b)} - e^{-\sigma_{\pi \rightarrow \pi} T(b)}],$$

$$D_2(b, \infty) = \frac{\sigma_{\pi \rightarrow \pi}}{\sigma_{\pi \rightarrow \pi} - \sigma_{\eta \rightarrow \pi}} [D_1(b, \infty) - \sigma_{\pi \rightarrow \eta} T(b) e^{-\sigma_{\pi \rightarrow \pi} T(b)}]. \quad (6)$$

其中  $T(b)$  为原子核的厚度函数,  $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z)$ ,  $W_n$  是  $D_n$  对  $b$  求平均的结果,

$$W_n = \int d^2b D_n(b, \infty) / \left[ \sum_n \int d^2b (D_n(b, \infty) + P_n(b, \infty)) \right], \quad (7)$$

利用公式(2)、(3)和(7),我们可以计算  $\pi$  介子在原子核上的  $\eta$  单举产生双重微分截面. 对于公式的细节,我们将另文讨论.

在数值计算中,输入参数为: 原子核的密度分布,原子核的平均费米动量,  $\sigma_{\pi \rightarrow \pi}$ ,  $\sigma_{\pi \rightarrow \eta}$  以及  $\sigma_{\eta \rightarrow \pi}$ . 原子核的密度分布取自  $(e, e)$  散射的结果<sup>[10]</sup>, 取核的平均费米动量为  $(e, e'p)$  的结果<sup>[11]</sup>.  $\sigma_{\pi \rightarrow \pi}$  取自自由的截面,  $\sigma_{\pi \rightarrow \eta}$  也取自实验. 对于  $\sigma_{\eta \rightarrow \pi}$ , 我们知道得很少, 这里取作参数. 我们发现,  $\sigma_{\eta \rightarrow \pi}$  的变化,只对  $W_n$  的结果有微小的变化.

利用上面提到的公式,我们具体计算了动量为 7.82 GeV/c 的  $\pi$  介子在原子核上的  $\eta$  产生的角分布. 根据实验<sup>[6]</sup>,  $\pi N \rightarrow \eta N$  的微分截面可以参数化为:

$$\frac{d\sigma}{dt} = B e^{-\beta^2 t^2} \quad (8)$$

这里  $\beta = 1.55(\text{GeV}/c)^{-1}$ ,  $B = 60 \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ . 图 1 中,我们给出在  ${}^7\text{Li}$  和  ${}^{12}\text{C}$  两个核上的例子. 计算结果表明,主要的贡献来自一次碰撞的结果. 二次碰撞只对很低能量的  $\eta$  粒子发射有贡献. 所以,公式(2)中的多重散射展开收敛很快.

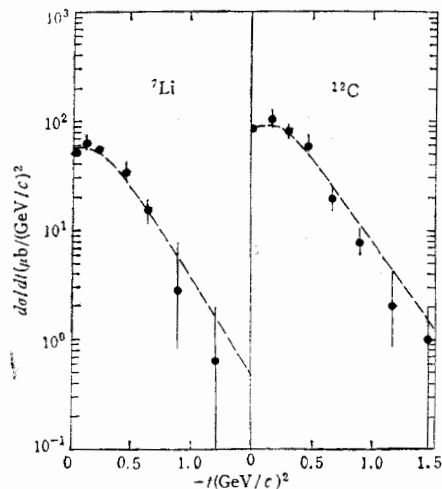


图 1 动量为 7.82 GeV/c 的  $\pi^-$  在原子核上引起单举  $\eta$  产生的角分布, 实验取自文献[6]

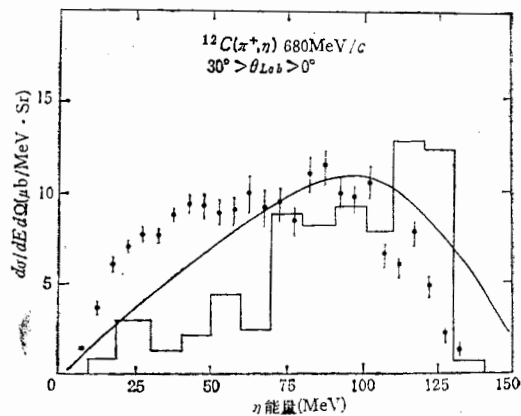


图 2 动量为 680 MeV/c 的  $\pi^+$  在  ${}^{12}\text{C}$  上产生的  $\eta$  粒子的单举能谱, 曲线的是我们的理论结果, 折线是蒙特卡罗的结果

由于  $\eta$  与  $\pi$  介子的质量差, 自由空间的  $\pi N \rightarrow \eta N$  反应的阈能为  $T_\pi = 561 \text{ MeV}$ . 由于运动学的原因, 在原子核上的  $(\pi, \eta)$  反应的阈能要低一些. 对于阈能附近的  $\eta$  产生,

我们也作了计算. 在这一能量附近, 基本  $\eta$  产生的微分截面几乎是各向同性的<sup>[12]</sup>. 我们把基本微分截面取为常数. 图 2 中, 我们给出了动量为 680 MeV/c 的  $\pi$  介子在  $^{12}\text{C}$  上产生的  $\eta$  的能谱. 实验点取自最新的 LAMPF 的实验<sup>[7]</sup>, 实验条件已在图中标出. 由于每一次  $\pi\text{N}$  散射中,  $\pi$  介子总是损失能量, 而  $\pi$  引起的  $\eta$  产生的阈能使得一次  $\pi\text{N}$  碰撞后的  $\pi$  介子有很小的可能性再产生  $\eta$  粒子. 我们发现, 对于阈能附近的  $\eta$  产生, 二次  $\pi\text{N}$  碰撞的贡献几乎完全可以忽略. 所以, 在阈能附近的  $(\pi, \eta)$  反应完全可以用一步 DWIA 来处理. 通过与实验的比较, 我们发现,  $\pi$  在原子核上引起的  $\eta$  产生过程, 基本上是一次的表面产生的过程. 我们这里提出的模型公式, 对于计算这类反应是一种实用的方法.

作者感谢 J. C. Peng 博士对于这一工作的兴趣和有益的讨论.

### 参 考 文 献

- [1] J. Hüfner, *Phys. Reports*, **21C**(1975), 1;  
A. W. Thomas and R. H. Landau, *Phys. Reports*, **58**(1980), 122.
- [2] A. Gal, *Nucl. Phys.*, **A434**(1985), 381; C. B. Dover and E. Walker, *Phys. Reports*, **89**(1982), 1.
- [3] J. C. Peng, Proceedings of International Symposium on Medium Energy Physics, Beijing, 1987, p. 236.
- [4] R. S. Bhalerao and L. C. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 865.
- [5] Li Yang-guo and Chiang Huan-ching, *Nucl. Phys.*, **A454**(1986), 720.
- [6] O. Guisan, P. Bonamy, P. Le Du and L. Paul, *Nucl. Phys.*, **B32**(1971), 681.
- [7] J. C. Peng, LAMPF EXP. #934.
- [8] R. J. Glauber and C. Matthiae, *Nucl. Phys.*, **B21**(1970), 135.
- [9] H. C. Chiang and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, **A352**(1981), 442; F. Hachenberg, H. C. Chiang and J. Hüfner, *Phys. Lett.*, **97B**(1980), 183.
- [10] Landolt-Bornstein; Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology.
- [11] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 445.
- [12] R. M. Brown et al., *Nucl. Phys.*, **B153**(1979), 89.

## SURFACE PRODUCTION OF $\eta$ PARTICLE IN $\pi$ -A COLLISION

JIANG HUANQING

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

LI YANGGAO

(Shantou University, Guangdong)

### ABSTRACT

We propose a model for the calculation of the inclusive eta production reaction induced by pion. The comparison between our theory and the experiments shows that the  $\eta$  particle emission in  $\pi$ -A collisions is a process of surface production.