

在 Δ_{33} 准门口态模型中相干的 π^0 光产生

余自强 徐承先

(南开大学物理系)

马维兴 王英才

(中国科学院高能物理所)

摘 要

把先前用于描述 π -核散射的准门口态模型^[1]用来研究光子引起的原子核的 Δ -空穴态的激发,并对 π -核弹性散射和光生过程的统一特征作了简单的讨论,将我们的结果与 W. Weise 的微观粒子-空穴模型及平面波冲量近似的计算作了对比研究,结果由 $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}$ 和 $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ 过程给出,并和实验数据作了比较,与冲量近似的结果相比有显著的压低.

一、引 言

π -核散射及反应给核物理开辟了许多有兴趣的课题,这些过程显著的特征之一是在中能区 π -核子相互作用中占主要地位的 $\Delta(1232)$ 共振态的发生,因此,对原子核中的 Δ 动力学的研究是很必要的而且是令人最感兴趣的.

尽管由 π 引起的过程已为我们提供了许多关于 Δ 在核内传播的信息,但是由于光子和 π 与核子的耦合方式不同,因此光引起过程将对 π 引起过程所提供的信息给予补充,很明显,其中最引人注目的反应是原子核的相干的 π^0 光生过程.因为中性 π 介子的光生过程 ($\gamma N \rightarrow \pi^0 N$) 的主要反应机制是中间态 $\Delta(1232)$ 的 $M1$ 激发,所伴随的背景是非常小的.因此,相干的 π^0 的光生过程是研究 Δ 在核内传播得最清楚的方式之一.

本文把 π -核相互作用的准门口态模型用于相干的 (γ, π^0) 的光生过程,这也将是对模型的进一步考验.

二、反应机制

我们假定,入射光子将一个被束缚的核子激发成 $\Delta(1232)$ 共振态,从而产生一个粒子-空穴 ($\Delta\bar{N}$) 组态,因为 Δ 与周围的核子发生很强的相互作用,所以具有相同量子数的各种组态被耦合,而导致整个原子核处于新的本征态 ψ_i ,我们定义

$$\phi_D^J = \sqrt{\frac{1}{N^r}} H_{rN\Delta} |K_r \phi_0\rangle \quad (1)$$

为光核相互作用系统的归一化的门口态, 其中 $|K_r \phi_0\rangle$ 表示动量为 $K_r = \omega_r$ 的光子的平面波与靶核基态波函数的相乘积, N^r 是归一化常数因子, $H_{rN\Delta}$ 是 $rN\Delta$ 耦合, 通常用一个有效的拉格朗日函数表示为

$$H_{rN\Delta} = \frac{f_{rN\Delta}(K_r^2)}{m\pi} (\mathbf{S}^+ \wedge \mathbf{K}_r) \cdot \hat{\epsilon} T_3 [a_{K_r} e^{i\mathbf{K}_r \cdot \mathbf{r}} + a_{K_r}^+ e^{-i\mathbf{K}_r \cdot \mathbf{r}}] + \text{h.c.} \quad (2)$$

其中 a_{K_r} 表示动量为 \mathbf{K}_r 的光子的湮灭算符, $\hat{\epsilon}$ 表示光子的极化矢量, $f_{rN\Delta}(K_r^2)$ 为 $rN\Delta$ 的形状因子, 当 $K^2 = \omega_r^2 - K_r^2 = 0$ 时, 其值定义为 $rN\Delta$ 的耦合常数. \mathbf{S} 和 \mathbf{T} 为自旋和同位旋由 $1/2$ 到 $3/2$ 的跃迁算符. 一般来说, ϕ_D^J 不是原子核的 Δ -空穴系统的本征态 ϕ_i , 而是分布在各个本征态 ϕ_i 之中, 如果将所有的本征态 ϕ_i 按谐振子壳 $n\hbar\omega$ 激发来分组, 可以认为, 具有相同的 $n\hbar\omega$ 激发的每一组 ϕ_i 几乎具有相同的本征能量, 同时由于 $\Delta(1232)$ 粒子具有较大的衰变宽度 ($\Gamma_{\Delta}/2 \sim 60\text{MeV}$), 我们可以不考虑它们之间的本征能量差, 因此, 具有相同 $n\hbar\omega$ 激发的门口态将近似为 Δ -空穴系统的本征态, 我们称之为准门口态, 用公式表示为

$$\phi_{nLJ} = \frac{1}{\sqrt{N_{nLJ}}} \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} l'_{\Delta} \\ n_N l_N l'_N}} (-1)^{l_{\Delta}} A_{l_{\Delta} l'_N L} n_{\Delta} l_{\Delta} F_{L}^{n_{\Delta} l_{\Delta} n_N l'_N}(K_r) \cdot \hat{j}_{\Delta} \cdot \hat{j}_N \cdot \hat{L} \cdot \hat{U} \begin{pmatrix} l_{\Delta} & l_N & L \\ 3/2 & 1/2 & I \\ i_{\Delta} & i_N & J \end{pmatrix} \cdot [a_{i_{\Delta}}^+ b_{i_N}^+]_{\substack{(SL)JM \\ (S=T=1)}} |\phi_0\rangle, \quad (3a)$$

$$N_{nLJ} = \sum_{\substack{n_{\Delta} l_{\Delta} l'_{\Delta} \\ n_N l_N l'_N}} \left\{ A_{l_{\Delta} l'_N L} n_{\Delta} l_{\Delta} F_{L}^{n_{\Delta} l_{\Delta} n_N l'_N}(K_r) \hat{j}_{\Delta} \cdot \hat{j}_N \cdot \hat{L} \cdot \hat{U} \begin{pmatrix} l_{\Delta} & l_N & L \\ 3/2 & 1/2 & I \\ i_{\Delta} & i_N & J \end{pmatrix} \right\}^2, \quad (3b)$$

$$A_{l_{\Delta} l'_N L} = \frac{l_{\Delta} l'_N}{\hat{L}} C_{l_{\Delta} 0 l'_N 0}^{L 0} \quad (3c)$$

$$n_{\Delta} l_{\Delta} F_{L}^{n_{\Delta} l_{\Delta} n_N l'_N}(K_r) = \int r^2 R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(\alpha_{\Delta} r) j_L(K_r r) R_{n_N l'_N}(\alpha_N r) dr. \quad (3d)$$

N_{nLJ} 为归一化因子, $R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(\alpha_{\Delta} r)$ 和 $R_{n_N l'_N}(\alpha_N r)$ 分别为原子核中 Δ 粒子及核子的径向波函数, a^+ 和 b^+ 分别为 Δ 粒子和核子空穴的产生算符, 其它符号的意义都是很清楚的.

准门口态是在 $(3, 3)$ 共振区的光-核相互作用系统的中间态, 所有包含 $\Delta(1232)$ 共振的非弹反应都必须通过这些 Δ -空穴态, 即必经的“门口”, 中间态 ϕ_{nLJ} 通过发射 π^0 而衰变, 并导致靶核回到基态, 这种核激发就是相干的 π^0 的光生过程, 如图 1 所示.

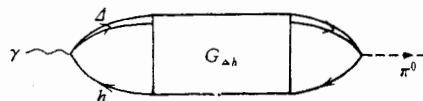


图 1 在准门口态模型中相干的 π^0 光生过程. 其中 Δ 和 h 分别代表 Δ 粒子和核子空穴, $G_{\Delta h}$ 为核内 Δ - h 态的传播子.

三、计算结果

从图1可清楚地知道,在准门口态模型中相干 π^0 的光生过程的振幅结构,它的 Δ -空穴传播函数和 π -核散射过程是相同的,需要计算的仅是光子与 Δ -空穴态的耦合,因此可将相干的(γ, π^0)过程和 π -核弹性散射的计算统一起来,对于这种过程的 T 矩阵可以写为

$$-2\omega_\gamma \langle \mathbf{K}_{\pi^0} | T_\Delta(\omega_\gamma) | \mathbf{K}_\gamma \rangle = \sum_{nLJM} \frac{\langle \mathbf{K}_{\pi^0} | H_{\pi N \Delta} | \phi_{nLJ} \rangle \langle \phi_{nLJ} | H_{\gamma N \Delta} | \mathbf{K}_\gamma \rangle}{E_{nLJ} - \omega_\gamma} \quad (4)$$

其中 $\pi N \Delta$ 耦合 $H_{\pi N \Delta}$ 为

$$H_{\pi N \Delta} = i \frac{f_{\pi N \Delta}(q^2)}{m_\pi} (\mathbf{S}^+ \cdot \mathbf{q}) T_\lambda^+ [a_{q\lambda} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} + a_{q\lambda}^+ e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}}] + \text{h.c.}, \quad (5)$$

$a_{q\lambda}$ 是四动量为 q 、电荷为 λ 的 π 介子的湮灭算符, $f_{\pi N \Delta}(q^2)$ 是形状因子, $f_{\pi N \Delta} = f_{\pi N \Delta}(q^2 = m_\pi^2)$ 是耦合常数。

必须着重指出,光子的耦合(见方程(2)) $(\mathbf{S}^+ \wedge \mathbf{K}_\gamma) \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$ 是横向的,而 π 的耦合 $\mathbf{S}^+ \cdot \mathbf{q}$ 是纵向的,因此将光子和 π 所引起的过程作一比较时,将会得出许多重要的结论。

在方程(4)中, E_{nLJ} 是相应于中间态 ϕ_{nLJ} 的能量

$$E_{nLJ} = M_\Delta - M_N - i\Gamma_{\Delta/2} + n\hbar\omega + \mu_\Delta + \frac{1}{N_{nLJ}} \cdot \sum_{\substack{n_\Delta l_\Delta j_\Delta \\ n_N l_N j_N}} \left\{ A_{l_\Delta l_N l} {}^{n_\Delta l_\Delta} F_{l_N l}^{n l} (K_\gamma) \cdot \hat{j}_\Delta \cdot \hat{j}_N \cdot \hat{L} \cdot \hat{I} \cdot U \begin{pmatrix} l_\Delta & l_N & L \\ 3/2 & 1/2 & I \\ j_\Delta & j_N & J \end{pmatrix} \right\}^2 \cdot \left\{ \frac{V_\Delta}{2} [j_\Delta(j_\Delta + 1) - l_\Delta(l_\Delta + 1) - \frac{15}{4}] - \frac{V_N}{2} [j_N(j_N + 1) - l_N(l_N + 1) - \frac{3}{4}] \right\} \quad (6)$$

其中 $M_\Delta - M_N$ 是 $\Delta(1232)$ 和核子之间的质量差, $n\hbar\omega = \varepsilon_\Delta - \varepsilon_N$, ε_Δ 表示 Δ 的单粒子能量, ε_N 为每个被指定的核子空穴的单粒子能量, V_N 和 V_Δ 分别为核子和 $\Delta(1232)$ 的自旋-轨道耦合强度, Γ_Δ 是 $\Delta(1232)$ 门口态的衰变宽度, μ_Δ 是 $\Delta(1232)$ 同周围核子的平均相互作用。由于我们对 $\Delta(1232)$ 在核内的动力学机制知道得甚少,所以, μ_Δ 、 Γ_Δ 、 V_Δ 取作可调的物理参量,它们概括了十分复杂的多体动力学。

方程(4)是对所有中间态求和,实际上是计及了 $n = 5 (n = -1, 0, 1, \dots, 5)$ 的全部主壳以及所有耦合成一定分波的角动量。由方程(4)可清楚地看出它的共振结构,入射光子将整个系统激发到任一个中间态 $|\phi_{nLJ}\rangle$, $|\phi_{nLJ}\rangle$ 在核内传播,最后衰变为实验上观察到的某一给定的末态。但需要指出矩阵元 $\langle \phi_{nLJ} | H_{\gamma N \Delta} | \mathbf{K}_\gamma \rangle$ 和 $\langle \mathbf{K}_{\pi^0} | H_{\pi N \Delta} | \phi_{nLJ} \rangle$ 的特征,显然,前者是仅依赖于入射光子性质的激发矩阵元,后者为只包含被发射的 π^0 的性质和动量的衰变矩阵元,与直接反应不同,在反应振幅中不出现动量转移 Δq ,这是共振反应的特

征。

 $\Gamma_\Delta =$
 $41A$
 是满

 乎完
 π^0 的
 参考
 的结

 模型
 不同

doi:10.1088/0959-5178/17/1/011

图1的线型取...及

征.

根据参考文献[1,2],取 $f_{rN\Delta} = 0.116, f_{\pi N\Delta}^2/4\pi = 0.32, V_N = -4\text{MeV}, V_\Delta = 6\text{MeV}, \Gamma_\Delta = 120\text{MeV}$, 关于 Δ 的状态, 也选取谐振子基并取与核子相同的谐振子参数 $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$. 图 2—5 给出了 $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}$ 和 $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$ 的微分截面计算结果, 与实验符合是满意的.

四、讨 论

根据上节,我们计算了相干 π^0 光生过程的微分截面,在此情况下, $\gamma N \rightarrow \pi^0 N$ 反应几乎完全是共振的,因此,准门口态模型的计算结果可直接与实验作比较. 图 2 给出 $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}_g$ 过程在 $\theta = 10^\circ$ 的微分截面随入射能量变化的曲线,实线为我们的结果,为便于参考,我们也给出了平面波冲量近似和微观 Δ -空穴模型的结果[3],很明显,准门口态模型的结果与实验的符合是满意的.

图 3 给出 $\omega_\gamma = 284\text{MeV}$ 的 ^{16}O 微分截面,为了便于比较,冲量近似及微观 Δ -空穴模型的结果也同时给出[3],我们的结果与 W. Weise 的微观 Δ -空穴模型的结果很相似,不同的只是峰值的位置有一小角的偏离.

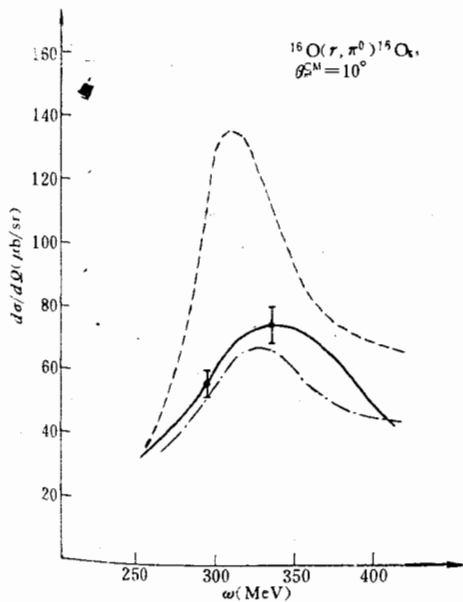


图 2 ^{16}O 的相干 π^0 光生过程在 $\theta_{\text{CM}} = 10^\circ$ 的微分截面随入射光子能量的变化曲线.实线是我们的结果;点划线为微观 Δ -空穴模型的结果;虚线为 PWIA 的结果[3]. 实验点取自[4].

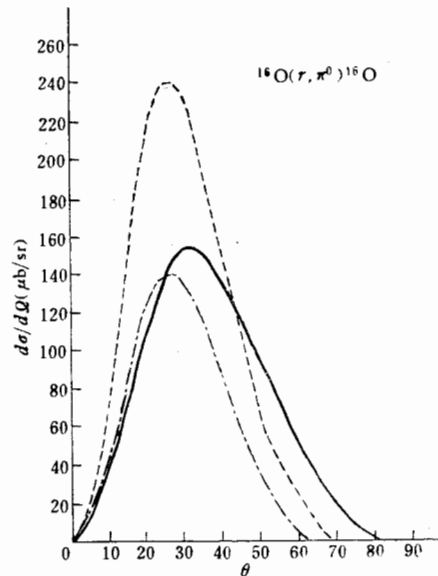


图 3 $\omega_\gamma = 284\text{MeV}$ ($T_x = 140\text{MeV}$) 的 ^{16}O 相干 π^0 光生过程微分截面.实线是我们的结果,点划线为微观 Δ -空穴模型结果;虚线冲量近似结果[3].

图 4 给出 $\omega_\gamma = 250\text{MeV}$ 的 ^{12}C 的微分截面,可以看出,我们的曲线的趋势与实验数据及 W. Weise 的微观 Δ -空穴模型的结果是一致的,但是我们的结果整个曲线向后移动

(6)

子能
旋-
匀相
取作

全部
射光
察到
E,显
和动
的特

了大约 10° 。然而我们需要指出,由于实验的能量分辨率太差,可能包含有显著的非相干的贡献,因此, J. H. Koch 等人强烈希望重作有关实验^[5]。

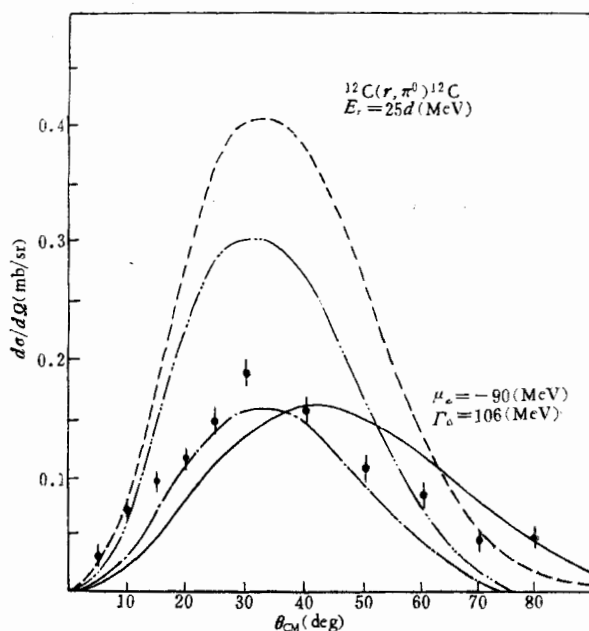


图4 $\omega_\gamma = 250\text{MeV}$ 的 ^{12}C 的相干 π^0 光生过程微分截面。实线为我们结果;点划线为微观 Δ -空穴模型结果;双点划线 DWIA 结果;虚线为 PWIA 结果^[2]。

由方程(4)可知,过程的 T 矩阵是对各种分波 J^π 求和,相应的微分截面是对相应的分波展开,这就存在展开的收敛性。图5以 $\omega_\gamma = 286\text{MeV}$ 的 $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}_{g.s.}$ 为例,展开到不同分波的微分截面,由图可见,展开到 $J = 6$ 与展开到 $J = 5$ 已经没有什么差别,这表明在光引起的 Δ -空穴激发的准门口态中分波展开的收敛也是很快的。

G. E. Brown 和 W. Weise^[6] 及其它作者都指出,和通常的低能核物理的图象不同,在那里静态相互作用(即相互作用势与系统激发能无关)被证明是合理的,而在 isobar 门口态理论中,由于明显地引入 isobar $\Delta(1232)$ 和它的相互作用而包含动力学效应,因此,包含着入射道效应(由于入射道与中间态耦合)的粒子-空穴道中的相互作用——从而使得 isobar 门口态的本征能量——是明显地依赖于入射粒子的能量的。所以在准门口态中相应的物理量 μ_Δ 也应随入射粒子能量而变化。我们对 $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}_{g.s.}(\theta_{\pi^0}^{CM} = 10^\circ)$ 的微分截面的计算表明,要使理论与实验符合,在共振区 μ_Δ 随入射光子能量的变化与 (π, π) 过程相仿也是线性的。如图6(b)所示,图中(a)是我们在 $^{12}\text{C}(\pi, \pi)^{12}\text{C}$ 过程中要使理论的全截面与实验得到较好的符合的 μ_Δ 与入射 π 介子能量的关系^[7]。由图可见也近似是线性的,这是一个有趣的结果,然而,为什么是这样的线性关系呢?这是值得深入研究的课题。

正如 W. Weise 等所指出的,与总是存在朝前峰的 π -核弹性散射相反,在相干的 π^0 光生过程中, π^0 的向前发射受到很大的抑制。理由是 $\gamma N\Delta(H_{\gamma N\Delta} \sim \mathbf{S}^+ \wedge \mathbf{K}_\gamma)$ 的横向耦合与 $\pi N\Delta(H_{\pi N\Delta} \sim \mathbf{S} \cdot \mathbf{q})$ 的纵向耦合的正交性,使得由光子激发的 Δ -空穴态所相干产生

的相

 $d\sigma/d\Omega$ (mb/sr)

减,要性

于 π
 $L =$
态 J 关 Δ

[1]

[2]

[3]

[4]

[5]

[6]

[7]

的 π^0 , 其动量 q 不可能与入射光子的动量 K_γ 相一致, 因此, 正如图 2—5 所看到的那样, 相干产生的 π^0 的前向发射将受很大的抑制。

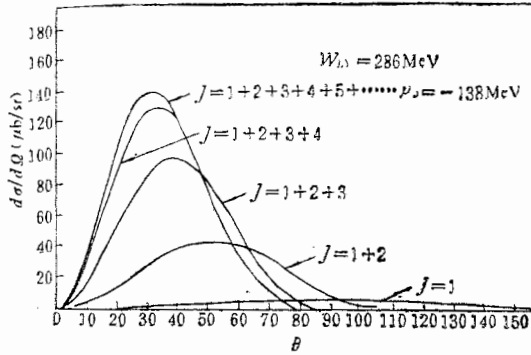


图 5 $\omega_\gamma = 286 \text{ MeV}$ 的 ^{16}O 的相干 π^0 光产生过程微分截面(展开到不同分波的情况)

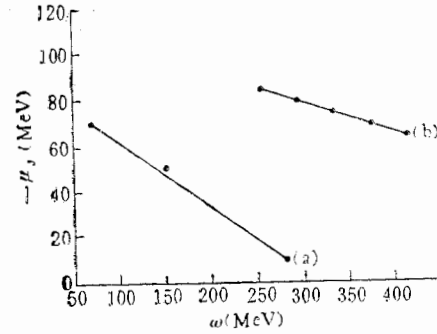


图 6 模型参数 μ_Δ 随入射粒子能量变化曲线。(a) $^{12}\text{C}(\pi, \pi)^{12}\text{C}$ 过程; (b) $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}^*$ 过程

和过高地估计了微分截面值的冲量近似相比, 准门口态模型的结果呈现出显著的衰减, 而目前已有的实验资料是证实这种衰减的, 这表明起到一种阻尼作用的多体修正的重要性。

如前所说, 由于 $\gamma N \Delta$ 顶点的横向性, 使得 (γ, π^0) 的前向振幅为零, 但另一方面, 由于 $\pi N \Delta$ 的纵向性, 使得在此过程中, Δ -空穴态的轨道角动量 L 与总角动量 J 的关系为 $L = J \pm 1$, 而 Δ -空穴态的字称由 $(-1)^L$ 决定, 因此, 和 π -核散射一样, 只有非自然宇称态 $J^\pi = 0^-, 1^+, 2^-, \dots$ 被激发。

最后, 我们可以得出这样的结论, 对 $(3, 3)$ 共振区的光-核反应过程的研究可以提供有关 Δ 在核内传播的直接信息, 这种信息是对由 π -核散射所得到的信息的补充。

我们在本工作中得到张宗焯同志有益的讨论, 在此表示衷心的感谢!

参 考 文 献

- [1] 高琴等, 高能物理与核物理, **5**(1981), 176.
- [2] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A358**(1981), 163C.
- [3] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A368**(1981), 375.
- [4] B. Mecking, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz 1979, Lecture Notes in Physics 108(1979), 382. H Rost, thesis, Univ. of Bonn (1980).
- [5] J. H. Koch, *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 235.
- [6] G. E. Brown and W. Weise, *Phys. Report*, **22C**(1975), 279.
- [7] 马维兴, 余自强, 徐承先, “在 Δ_{33} 准门口态模型中 π - ^{12}C 的弹性散射”, 高能物理与核物理, **2**(1983), 186.

分到表

司, 门比, 以使中微, π 理论以是研究

π^0 光耦合产生

COHERENT π^0 PHOTOPRODUCTION IN THE QUASI- Δ_{33} DOORWAY STATE MODEL

YU ZI-QIANG XU CHENG-XIAN

(Nankai University)

MA WEI-HSING WANG YING-CAI

(Inst. High Energy Phys. Academia Sinica)

ABSTRACT

The quasi- Δ_{33} doorway state model, previously developed to describe pion-nucleus scattering¹⁾, is applied to the study of coherent π^0 photoproduction on nuclei. The unifying feature of this approach for pion elastic scattering and photoproduction are briefly discussed. We compare our results with W. Weise's isobar-hole model calculations and plane wave impulse approximation calculations. The results are presented for $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0)^{16}\text{O}$ and $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$, and compared to the available experimental data. It has a large suppression for the cross section compared with the impulse approximation prediction.

论¹⁾
函数
能量
验上
线数
理论
核的
Fock
型的
的绿
在理
人涉
无涉