

辐射俘获反应中门态过程的干涉现象*

赵维娟¹ 杨 柳² 刘建峰¹ 霍裕昆³

1 (郑州大学物理工程学院 郑州 450052)

2 (焦作教育学院物理系 焦作 454152)

3 (复旦大学物理二系 上海 200433)

摘要 主要计算中子能量为 5—25MeV $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ 反应截面, 计算结果表明, 在 $E_x = 13\text{MeV}$ 处有矮共振存在, 同时, 也计算了质子能量为 8—35MeV $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ 反应截面. 计算表明对应 ^{13}N 激发能量为 11.74MeV 和 14.06MeV 处反应截面有谷点存在. 这是因为半直接俘获与门态过程中的共振俘获之间有相消干涉效应, 计算结果与实验值符合较好.

关键词 $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ 和 $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ 反应 矮共振 门态过程 相消干涉

1 引言

辐射俘获反应一直是世界上十分活跃的研究课题, 且取得了很大的进展. 除用统计理论描述复合核过程外, 还提出了许多种非统计过程的贡献. 在低能区, 复合核过程的反应截面采用共振参数计算, 非统计过程有势俘获, 价俘获以及两者的相干效应, 计算的是没有对能量平均的截面, 由于势俘获和价俘获之间存在相消干涉, 使得中子能量为热能和小于 30keV 时 $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ 反应的沟道俘获截面比势俘获截面小^[1,2]. 在高能区, 反应机制包括复合核俘获、直接和半直接俘获、复弹性道及非弹性道中的辐射俘获, 计算的是对能量平均的截面. 运用这样的理论计算中重核和重核的快中子引起的辐射俘获截面, 计算结果与实验值符合很好. 目前, 人们对辐射俘获反应的研究朝轻核发展, 许多实验对满中子壳核进行了大量的测量, 例如 ^{12}C 和 ^{16}O , 测量结果表明 (1) $4n + 1$ 核在低能端存在一个所谓的矮共振^[3,4], 这个矮共振是因为粒子-空穴对从 GDR 上退激发而形成的. (2) 实验测量的俘获截面出现谷点和峰^[5-7]. (3) 这些核的能级密度很低, 即使是在 GDR 范围, 能级仍然是分离的. 假如还用上述的划分显然是不够的, 因此很有必要建立统一理论来描述辐射俘获反应, 使它在每个能区和质量区都能使用, 而且能够相互转化, 所以把跃迁振幅分为五部分: 直接俘获^[8]、半直接俘获、价俘获、门态过程中的共振俘获及复合核俘获. 当考虑半直接俘获和门态过程中的共振俘获之间的干涉效应时, 能够很好地解释轻核辐射

2000-12-11 收稿

* 河南省科委基金(004051500)资助

俘获反应截面存在谷点和峰的原因.

2 理论公式

2.1 核波函数

如果限于考虑电偶极跃迁,则核子从初态波函数 Ψ_i 到末态波函数 Ψ_f 的辐射跃迁几率是

$$T_{if} = \frac{16\pi}{9} \frac{K_\gamma^3}{\hbar} |\langle \Psi_f | D | \Psi_i \rangle|^2, \quad (1)$$

由此得到部分俘获截面为

$$\sigma_{n,\gamma,f} = \frac{16\pi}{9} \frac{m}{\hbar^2} \frac{K_\gamma^3}{K} |\langle \Psi_f | eD | \Psi_i \rangle|^2 \quad (2)$$

式中 K_γ 和 K 分别是发射的光子及入射核子的波数, m 为入射核子的约化质量.

$$D = D_c + d. \quad (3)$$

是总的电偶极跃迁算符, D_c 和 d 分别作用于靶实和价核子.

初态波函数包含两项

$$\Psi_i = \Psi_i^{(1)} + \Psi_i^{(3)} \quad (4)$$

$\Psi_i^{(1)}$ 是入射道组态部分的波函数,其形式为

$$\Psi_i^{(1)} = \sum \frac{i\sqrt{(2l+1)\pi}}{kr} U_{li}^J(r) C_{l_0 m_0}^{j_0 m_0} C_{j_0 m_0}^{JM} \Phi_{li}^{JM}, \quad (5)$$

m_l, m_s 分别是靶核和入射核子的自旋投影, C 是角动量耦合系数,即 $C-C$ 系数.

$$\Phi_{li}^{JM} = [Y_{lj} \times \Phi_{0l}]^{JM}, \quad (6)$$

它表示由靶核基态波函数 Φ_{0l} 与入射核子的角动量波函数 Y_{lj} 耦合成总角动量为 J , 投影为 M 的道波函数.

$U_{lj}^J(r)$ 是径向散射波函数,其形式为

$$U_{lj}^J(r) = \frac{-2i}{1 - iK_{lj}^J} U_{lj}^{*J}(r), \quad (7)$$

式中 K_{lj}^J 为反应矩阵, $U_{lj}^{*J}(r)$ 可以用光学模型量及共振参数表示

$$U_{lj}^{*J} = \text{Re}\langle U_{lj}^{*J}(r) \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\lambda(\Gamma)} \frac{\Gamma_{\lambda c}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} N_{lj}(r), \quad (8)$$

$\langle \rangle$ 表示相应的光学模型物理量, λ 表示共振能级, Γ_λ 是能级的总宽度, $\Gamma_{\lambda c}$ 为核子宽度, $N_{lj}(r)$ 是下列形式

$$N_{lj}(r) = \frac{\text{Im}\langle U_{lj}^{*J}(r) \rangle}{\text{Im}\langle K_{lj}^J \rangle}. \quad (9)$$

Re 和 Im 分别表示实部和虚部

在方程(8)中有两项组成,第一项是势散射,第二项为共振散射,它们分别对应于势俘获和价俘获.

$\Psi_i^{(3)}$ 是 $2p-1h$ 组态波函数,类似于 $1p-0h$ 组态,它也是两部分组成

$$\Psi_i^{(3)} = \Psi_i^{(3a)} + \Psi_i^{(3R)}. \quad (10)$$

$\Psi_i^{(3a)}$ 是巨共振部分,即光滑部分,对应于半直接俘获. $\Psi_i^{(3R)}$ 是精细结构部分,对应于门态过程中的共振俘获. 前者的初态波函数可以写作

$$\Psi_i^{(3a)} = \sum_g \frac{b_g}{E - E_g + \frac{i}{2}\Gamma_g} \langle \Psi_{-1,f}^{(3)} | V' | \Psi_i^{(1p)} \rangle \Psi_{-1,f}^{(3)}. \quad (11)$$

式中 E_g, Γ_g, b_g 分别为第 g 个巨共振的能量位置、半宽度及强度分配系数, $\Psi_i^{(1p)}$ 对应于方程(8)中的势散射部分, V' 描写入射核子与 GDR 声子的作用,其形式为

$$V' = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} h'(r) Y_{1\mu}^*(\theta_k, \phi_k) \omega_\mu, \quad (12)$$

ω_μ 是中子质心与质子质心相对坐标的 μ 分量, $h'(r)$ 是耦合形式因子

$$h'(r) = \frac{1}{4} \left(rV_1 f(r) - iW_1 4b \frac{df(r)}{dr} \right), \quad (13)$$

$f(r)$ 采用 Woods - Saxon 形式

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}. \quad (14)$$

$\Psi_{-1,f}^{(3)}$ 为巨偶极共振所对应的组态波函数,其形式为

$$\Psi_{-1,f}^{(3)} = \frac{1}{r} U_{l_f j_f}(r) [D_{1\nu}^+ \times \Phi_{l_f j_f}^{J_f M_f}]^{JM} \quad (15)$$

其中 $D_{1\nu}^+$ 是集集体激发的生成算符,

$$D_{1\nu}^+ = -e \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{NZ}{A} \omega_\nu. \quad (16)$$

在门态过程中,俘获态的共振波函数可以写作

$$\Psi_i^{(3R)} = i \frac{\sqrt{(2l+1)\pi}}{K} (-2i) C_{l_f j_f}^{m_f} C_{j_f m_f}^{J_f M_f} \times \frac{1}{2} \sum_\lambda \frac{\Gamma_{\lambda c}^{\frac{1}{2}}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda} a_\lambda^{(3)} \Psi_{-1,f}^{(3)}, \quad (17)$$

$a_\lambda^{(3)}$ 表示 $\Psi_{-1,f}^{(3)}$ 在能级 λ 上的组合系数.

终态波函数中仅一下组态对跃迁矩阵元有贡献

$$\Psi_f = \sqrt{S_f} \frac{U_{l_f j_f}(r)}{r} \Phi_{l_f j_f}^{J_f M_f}. \quad (18)$$

式中 S_f 是终态 f 对应的 (l_f, j_f) 道的 (d, p) 谱因子, J_f 表示终态的总角动量, $u_{l_f j_f}(r)$ 是束缚态单粒子径向波函数.

2.2 俘获截面

在低能区,能级是分离的,所考虑的反应机制有势俘获,价俘获,半直接俘获,门态过程中的共振俘获和统计过程. 以及两者的相干效应,计算的是没有对能量平均的截面并

对初态自旋求平均,对末态自旋求和得到 γ 射线经过E1跃迁到一确定终态的部分截面是

$$\sigma_{n\gamma f}^{(1,3)} = \frac{\pi}{K^2} \sum_{l_j J} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \left[\left| \sum_{\lambda(J)} \frac{\gamma_{\lambda c} (\gamma_{\lambda\gamma f}^{(1)} + \gamma_{\lambda\gamma f}^{(3)})}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda} + T_D \quad T_{SD} \right|^2 + |T_{st}|^2 \right], \quad (19)$$

其中

$$T_D = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{K_\gamma}{\hbar v} \langle l_j J | D_l | l_i j_i J_i \rangle (2J_i + 1) S_i \bar{e}} \langle U_{l_j}^l(r) \rangle r U_{l_i j_i}(r) dr. \quad (20)$$

是势俘获振幅, \bar{e} 是核子的有效电荷, $\langle l_j J | D_l | l_i j_i J_i \rangle$ 是自旋-角度约化矩阵元.

T_{SD} 为半直接俘获振幅,可写为

$$T_{SD} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{K_\gamma}{\hbar v} \langle l_j J | D_l | l_i j_i J_i \rangle (2J_i + 1) S_i \bar{e}} \int \langle U_{l_j}^l(r) \rangle \bar{e} h(r) U_{l_i j_i}(r) dr, \quad (21)$$

式中 $h(r)$ 的形式是

$$h(r) = -\frac{ZN}{2A^2} \frac{\sigma_{-1}}{0.096 \langle r^2 \rangle} \frac{NZ}{A} \sum_s \frac{b_s}{E - E_s + \frac{i}{2} \Gamma_s} \left(V_l f(r) - i W_l 4b \frac{df(r)}{dr} \right), \quad (22)$$

令

$$1 + \beta = \frac{\sigma_{-1}}{0.096 \langle r^2 \rangle} \frac{NZ}{A}. \quad (23)$$

$\gamma_{\lambda\gamma f}^{(1)}$ 为约化宽度振幅,其形式为

$$\gamma_{\lambda\gamma f}^{(1)} = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{K_\gamma^3}{\hbar v} \langle l_j J | D_l | l_i j_i J_i \rangle (2J_i + 1) S_i \frac{\bar{e}}{1 - i \langle K_{l_j}^l \rangle} \gamma_{\lambda c}} \cdot \int \langle N_{l_j}(r) \rangle r U_{l_i j_i}(r) dr, \quad (24)$$

它和辐射宽度的关系为

$$\Gamma_{\lambda\gamma f}^{(1)} = |\gamma_{\lambda\gamma f}^{(1)}|^2 \quad (25)$$

$\gamma_{\lambda\gamma f}^{(3)}$ 是三准粒子组态部分的约化宽度振幅,可写作

$$\gamma_{\lambda\gamma f}^{(3)} = \sqrt{\frac{16\pi}{9} \frac{K_\gamma^3}{\hbar v} \frac{ZN}{A} N \bar{e} (1 + \beta) S_i a_\lambda^{(3)}} \quad (26)$$

它和辐射宽度的关系为

$$\Gamma_{\lambda\gamma f}^{(3)} = |\gamma_{\lambda\gamma f}^{(3)}|^2$$

T_{st} 表示统计过程的跃迁振幅,其形式为

$$T_{st} = \sum_{\lambda(J)} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda\gamma f}^{st}}{E_\lambda - E - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda} \quad (27)$$

其中 $E_\lambda, \Gamma_\lambda, \gamma_{\lambda c}, \gamma_{\lambda\gamma f}$ 分别表示共振能级的能量、总宽度、核子宽度振幅和 γ 辐射约化宽度振幅.

2.3 平均截面

公式(19)计算的是没有对入射核子能量平均的截面;在 高能区,如果核能级密度很

大,所考虑的反应机制包括复合核俘获、直接俘获、半直接俘获、复弹性道及非弹性道的辐射俘获,计算的是对能量平均的截面.利用文献[9]中的计算公式,平均俘获截面为

$$\langle \sigma_{nr,t}^{(1)} \rangle = \frac{4\pi K_\gamma^3}{3\hbar v K^2} S_t \bar{e}^2 \sum_{l_j J} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l_j J || D_t || l_{jt} J_t \rangle (2J_t+1) (|T_D + T_{SD}|^2 + T_C^2). \quad (28)$$

T_D, T_{SD} 分别是直接和半直接俘获振幅,即

$$T_D = \int \langle U_b^J(r) r U_{l_{jt}}(r) \rangle dr, \quad (29)$$

$$T_{SD} = \int U_b^J(r) h(r) U_{l_{jt}}(r) dr. \quad (30)$$

T_C 对应复弹性散射道中的辐射俘获^[9],其形式为

$$T_C^2 = \langle |\Delta S_b^J|^2 \rangle \left| \int Q_b(r) r U_{l_{jt}}(r) dr \right|^2 \quad (31)$$

$\langle |\Delta S_b^J|^2 \rangle$ 是 S 矩阵元的平均平方涨落,可以用统计理论^[10]计算. $Q_b(r)$ 是定义在弹性散射道中的径向波函数^[11].

复合核非弹性散射道中的平均辐射俘获截面^[11]

$$\langle \sigma_{nr,t}^{ich} \rangle = \frac{4\pi}{3} \frac{K_\gamma^3}{K^2 \hbar v'} \sum_{l_j J l_{j'} J'} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l_j J || D_r || l_{j'} J' \rangle (2J_t+1) S_t' \bar{e}^2 \left| \int Q_{l_{j'}}(r) r U_{l_{j'}}(r) dr \right|^2 \frac{T_{l_j} T_{l_{j'}}}{T^J}. \quad (32)$$

有关上式的详细说明见文献[10,11],(28)和(32)两式相加给出总的非统计俘获.

在 高能时,复合核处于连续状态,所以辐射俘获反应的复合核统计过程的贡献可以采用带有宽度涨落修正因子的 H-F 理论计算

$$\langle \sigma_{nr}^{st} \rangle = \frac{\pi}{K^2} \sum_{l_j J} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \frac{T_{l_j} T_\gamma'}{T^J} W_{l_j,r}, \quad (33)$$

T^J 为总穿透系数, T_γ' 为光子穿透系数, T_{l_j} 为 中子穿透系数, W 为宽度涨落修正因子.总截面为

$$\langle \sigma_{nr} \rangle = \langle \sigma_{nr}^{st} \rangle + \langle \sigma_{nr} \rangle^{NON}. \quad (34)$$

3 计算结果

实验上测量的质子在¹²C 上引起的辐射俘获反应截面由图 1 给出,测量结果表明,它有以下性质:(1) 电偶极跃迁的主要强度集中在 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 7\text{MeV}$ 的矮共振范围及 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 4\text{MeV}$ 的巨共振范围,剩余的强度主要在 $E_x = 32\text{MeV}$ 附近.(2) 在激发能量 $E_x = 11.74\text{MeV}, 14.06\text{MeV}$ 附近有谷点存在.(3) 在 $E_x = 10.25\text{MeV}, 18.26\text{MeV}$ 和 23MeV 附近有峰值出现.从¹³N 能级表^[12]可以看出,在此能量范围,平均能级间距为 $D = 0.4\text{MeV}$,平均能级宽度为 0.25MeV ,而且¹²C(p, γ)的衰变道不多,能级仍是分离的.所有这些性质,使得能够很好的观察到共振结构.

在 $^{12}\text{C}(p, \gamma_0)$ 反应中,同位旋分量 $T_1 = 3/2$ 违背同位旋守恒原则,也就是说, GDR 的 T_1 分量是不可能通过 DSD 反应激发的. 所以,在计算过程中,只考虑 GDR 的 $T_1 = 1/2$ 分量. 另外,在测量极化质子的角分布时总的 E2 俘获截面为 $0.2\mu\text{b}$, 而且没有观察到共振结构, 所以,在计算质子引起的辐射俘获反应中,我们只考虑 E1 跃迁,忽略 E2 跃迁的贡献.

运用光学模型势计算散射态径向波函数, S 矩阵元和中子穿透系数,计算所使用的光学模型参数是 B-G 的普适参数, ^{13}N 的基态自旋和宇称为 $1/2^-$, 利用光学位阱的实部计算 $1P_{1/2}$ 单粒子的束缚态的本征能量和本征波函数,势阱参数只作细微的调整,使计算的 $1P_{1/2}$ 单粒子的束缚态的本征能量为 1.935MeV . 所采用的质子——共振耦合参数由表 1 给出,巨共振参数由表 2 给出. 能级参数由表 3 给出.

表 1 耦合作用参数

	V_1/MeV	W_1/MeV	b/fm	$\langle r^2 \rangle/\text{fm}^2$
n- ^{12}C	65.00	30.00	0.55	14.00
p- ^{12}C	65.00	30.00	0.55	14.00

表 2 巨共振参数

	E_p/MeV	Γ_p/MeV	$\sigma_{-1,p}$	E_g/MeV	Γ_g/MeV	$\sigma_{-1,g}$
^{13}N	13.0	7.0	0.05	21.0	4.0	0.017
^{13}C	13.0	5.0	0.05	21.0	2.5	0.017

表 3 ^{13}N 能级参数

	11.74/MeV	14.06/MeV	18.15/MeV	23.00/MeV	32.00/MeV
J^π	$3/2^+$	$3/2^+$	$3/2^+$	$3/2^+$	$3/2^+$
Γ_i/keV	250	180	322.0	900.0	2000.0
Γ_p/keV	70	126	30.0	70.0	700.0
$\Gamma_{\gamma_0}/\text{eV}$	4.20	3.7	3.2	5.5	5.5
θ	90	180	0	90	0
	0.09	0.08	0.058	0.014	0.0032

在计算过程中,所考虑的反应机制有:直接俘获、半直接俘获和门态过程中的共振俘获,没有考虑价俘获和复合核俘获的原因是,利用公式(25)计算得到的价辐射宽度和总辐射宽度相比很小,表 3 给出每个窄共振能级的价辐射宽度. 在 高能时,复合核对俘获截面的贡献已变得很小,所以,我们认为门态过程中的共振辐射宽度近似地等于能级的总辐射宽度.

运用公式(19)计算 $^{12}\text{C}(p, \gamma_0)$ 反应截面,并考虑 $J^\pi = 3/2^+$ 的能级与具有 $3/2^+$ 的巨共振之间发生相消干涉效应,计算结果由图 1 给出,实线是总的俘获截面,虚线是势俘获截面. 由图可以看出,随着中子能量的提高,势俘获截面逐渐减少,半直接俘获截面的贡献逐渐增大. E1 跃迁强度主要集中在 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 7\text{MeV}$ 的矮共振范围及 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 4\text{MeV}$ 的巨共振范围. 由于激发能量 $E_x = 15.1\text{MeV}$ 的能级的自旋和宇称为 $3/2^-$, 而计算只考虑 E1 跃迁,根据 E1 跃迁的选择定则,此能级不可能通过 E1 跃迁到基态,所以

计算的俘获截面在激发能量 $E_x = 15.1\text{MeV}$ 处没有峰值出现,这是与实验不同的地方,原因是计算时没有考虑 E2 和 M1 跃迁.

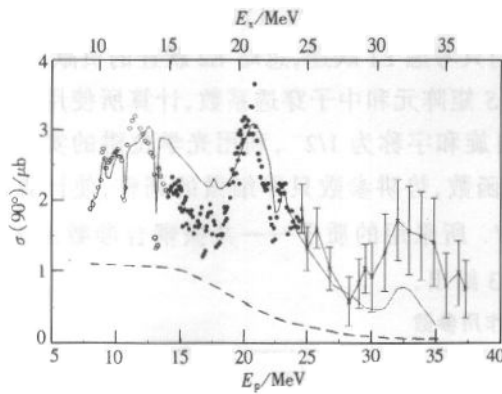


图 1

实线是理论计算的 $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$
的 90° 微分截面,虚线是势俘获截面;
 \times 取自文献[5], \circ 取自文献[6], \bullet 取自文献[7].

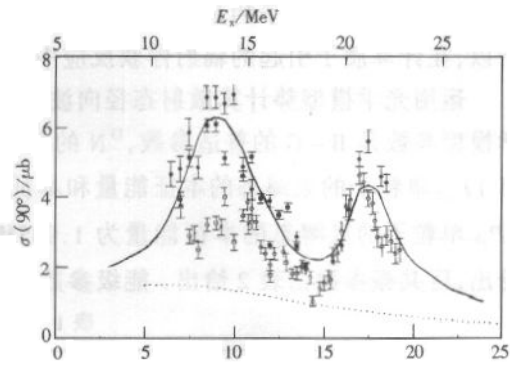


图 2

实线是理论计算的 $^{12}\text{C}(n, \gamma)^{13}\text{C}$
的 90° 微分截面,点线是势俘获截面;
 \circ 和 \times 取自文献[13], \times 取自文献[14],
 \bullet 取自文献[15], \bullet 取自文献[16].

对于 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应,实验测量表示,在 GDR 的低能端有一个所谓的矮共振存在^[13-16],但在矮共振范围,测量结果存在矛盾,反应截面大约相差 1.7 倍,在巨共振范围测量的俘获截面是一致的,而且测量的 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应的激发曲线并没有显示出共振结构。 ^{13}C 的密度比相应的 ^{13}N 的能级密度大,所以利用公式(34)来计算,计算的截面是对中子能量平均的截面,所考虑的反应机制有直接俘获、半直接俘获、复弹性道及非弹性道的辐射俘获,结果由图 2 给出. 计算结果表明, E_1 跃迁强度主要集中在 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 5\text{MeV}$ 的矮共振范围及 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 2.5\text{MeV}$ 的巨共振范围,计算结果与中国原子能科学院^[16]和 TUNL^[15]的测量结果一致.

4 讨论与总结

1. 本文给出了计算辐射俘获反应的统一理论公式,在能级密度比较小时,用公式(19)计算俘获截面,所考虑的反应机制包括势俘获、半直接俘获、价俘获、门态过程中的共振俘获和复合核俘获,并考虑半直接俘获和门态过程中的共振俘获之间的干涉效应. 在能级密度很大时,计算的是对能量平均的截面,利用公式(34)计算,所考虑的反应机制包括复合核俘获、直接俘获、半直接俘获、复弹性道及非弹性道的辐射俘获,并考虑直接俘获和半直接俘获之间的干涉效应.

2. 运用公式(19)计算 $^{12}\text{C}(p, \gamma_0)$ 反应截面,并考虑 $J^\pi = 3/2^+$ 的能级与具有 $3/2^+$ 的巨共振之间发生干涉效应. 观察到在激发能量 $E_x = 11.74\text{MeV}$, 14.06MeV 附近有谷点存在,提供了门态干涉效应存在的证据.

3. 在 高能时, 价辐射宽度很小, 可以忽略价俘获对截面的贡献. 势俘获截面比半直接俘获截面小, 仅用直接俘获模型不能够重现实验上测量的本底形状.

4. 对于 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应, 其强度主要集中在 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 5\text{MeV}$ 的能量范围及 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 2.5\text{MeV}$ 的能量范围, 所得结果与中国原子能科学院和 TUNL 的测量结果一致.

参考文献(References)

- 1 Ho Y H, Lone M A. Nucl Phys., 1983, **A406**:1
- 2 Ho Y H. Phys. Rev., 1991, **C44**:1148
- 3 Woodworth J G et al. Nucl. Phys., 1979, **A327**:53
- 4 August R A et al. Phys. Rev., 1987, **C35**:393
- 5 Berghofer D et al. Nucl. Phys., 1976, **A263**:109
- 6 Fisher P S et al. Nucl. Phys., 1963, **45**:113
- 7 Measday D F, Hasinoff M D. Can. J. Phys., 1973, **51**:1227
- 8 Lone A M, Mughabghab S F. Phys. Rev., 1974, **C10**:412
- 9 YUAN Zhu-Shu et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1991, **15**:1086 (in Chinese)
(袁竹书等, 高能物理与核物理, 1991, **15**:1086)
- 10 Moldauer P A. Rev. Mod. Phys., 1964, **36**:1079
- 11 LIU Jian-Feng, Ho Y K, Lone M A. In Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, AIP. Conf. Proc. No. 125. edited by S. Raman. AIP, New York, 1984. 551
- 12 Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1991, **A523**:1
- 13 Bergqvist I et al. Nucl. Phys., 1986, **A456**:426
- 14 Hakansson A et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:2556
- 15 August R A et al. Phys. Rev., 1987, **C35**:393
- 16 HUANG Zheng-De et al. Chinese Jour. of Nucl. Phys., 1991, **13**:97

Interference Phenomena of Doorday State Procedure in Radiative Capture Reactions*

ZHAO Wei-Juan¹ YANG Liu² LIU Jian-Feng¹ HUO Yu-Kun³

1 (Faculty of Physical Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

2 (Department of Physics, Jiaozuo Normal University Jiaozuo 454152, China)

3 (Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract Particle radiative capture cross sections of $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ and $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ have been calculated at 90° in the neutron energy range of 5—25 MeV and proton energy range of 8—35 MeV. Pigmy resonance exists at the excitation energy $E_x = 13\text{MeV}$ in $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ reaction. The dips observed at the excitation energy around 11.74 MeV and 14.06 MeV in $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ reaction are attributed to the destructive interference between semidirect capture and fine resonance capture in the process of doorday state. The calculations agree with experimental results.

Key words $^{12}\text{C}(p, \gamma)$ ^{13}N and $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ ^{13}C reaction, pigmy resonance, doorday state, destructive interference

Receive 11 December 2000

* Supported by Committee of Science and Technology, Henan Province, China (004051500)