

# 核连续态之间的直接辐射俘获跃迁\*

霍裕昆 袁竹书

(复旦大学物理二系, 上海 200433)

## 摘 要

本文推导了计算跃迁到连续终态的直接辐射俘获截面公式, 跃迁振幅包括两项, 分别对应势阱散射-势阱散射跃迁与势阱散射-复合核散射跃迁. 以 $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ 为例的数值计算表明, 在合理的参数范围内, 仅仅考虑直接俘获机制就有可能给出这一反应实验结果的一些主要特征, 并且上述两项的贡献为同一数量级. 还讨论了结果的物理意义.

## 一、引 言

十年前, Kovash 等<sup>[1]</sup>率先宣布了一个重要的实验结果. 他们测量了能量在 40—80 MeV 范围内的中能质子对靶核  $^{11}\text{B}$  和  $^{27}\text{Al}$  的辐射俘获截面, 发现有相当一部分首次跃迁强度集中在剩余核的高激发态. 例如  $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$  反应对 19 MeV 区域的激发, 其激发能量大于质子的结合能 15.956 MeV. 他们还指出, 优先被激发的区域都是单粒子强度集中的区域, 即中能  $(p, \gamma)$  反应与  $(^3\text{He}, d)$  反应有正的终态关联系数. 当时, 多数理论研究<sup>[2-7]</sup>都把这一现象归结为直接俘获机制. 为了更深入地探讨这一问题, 研究工作沿着以下两个方向进一步展开. 一方面, 扩大研究的核素范围和能量范围, 例如对于  $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ <sup>[8-9]</sup>、 $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ <sup>[10]</sup>、 $^{27}\text{Si}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ <sup>[11]</sup>、 $^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$ <sup>[12]</sup> 和  $^{40}\text{Ca}(p, \gamma)^{41}\text{Ca}$ <sup>[13]</sup> 等核反应作了较系统的观察. 测量了包括束缚和非束缚终态的激发曲线、角分布和检偏振函数 (analyzing power). 另一方面, 比较相邻核到同一单粒子终态跃迁的相似性<sup>[12-14]</sup>, 如比较成对核  $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}(p, \gamma)$  (终态为  $d_{5/2}$  和  $p_{1/2}$  单粒子组态)、 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}(p, \gamma)$  ( $2s_{1/2}$ ,  $d_{3/2}$  和  $f_{7/2}$  组态)、 $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(p, \gamma)$  ( $d_{5/2}$  组态) 的截面. 这些研究进一步证实了中能  $(p, \gamma)$  反应优先激发具有较大单粒子强度的终态. 此外, 在各种不同终态的激发曲线上观察到系统的巨共振峰, 进而指出对于在巨共振上的俘获反应 ( $E_\gamma < 40\text{MeV}$ ), 仅考虑直接俘获机制是不够的, 还必须包括半直接俘获过程.

本文研究中能质子引起的跃迁到连续终态的直接辐射俘获反应, 目的是:

1. 以前发表的跃迁到连续终态的直接俘获计算需要改进. 这些工作可以分为两类. 一类<sup>[2-4]</sup>是用单粒子束缚态波函数来近似连续态波函数. 显然, 这种近似与实际情况相差甚远, 并且很难估算出这一近似的可能误差. 另一类工作<sup>[5-7]</sup>虽然采用了连续态的散射波

本文 1991 年 2 月 7 日收到.

\* 国家自然科学基金资助项目 1870106; 国际原子能机构 (IAEA) 资助项目 5232/R2/RB.

函数,但是我们将指出,它们在波函数的选择,共振终态的处理上都有很多有待改进之处. 我们将从散射波函数的一般表达式出发,推导跃迁到连续态的俘获截面公式,并讨论其物理意义.

2. 有必要应用改善后的直接俘获理论对测量过的,特别是新近测量的跃迁到连续终态的实例进行计算,通过理论与实验的比较,观察直接俘获机制的局限性,从而讨论引入半直接俘获的必要性.

3. 我们的确面临着一个发展跃迁到连续终态的半直接俘获理论的任务. 这一理论形式,特别是计算方法可能与跃迁到束缚态的情况很不一样,因为如果用后者的跃迁算符<sup>[1]</sup>计算连续态之间的跃迁振幅时,径向积分值将变得非常小. 可是在作这件事之前,有必要重新研究直接俘获机制,使其建立在更加可靠的基础上.

本文第二节推导跃迁到连续态的直接俘获截面公式. 第三节讨论截面的数值计算方法,并以 <sup>11</sup>B(p,  $\gamma_{19}$ ) 为例比较理论与实验的结果. 第四节是简要的讨论.

## 二、计算公式

1. 跃迁几率 如果仅考虑 E1 跃迁,则跃迁到能量间隔为  $E' - E' + dE'$ , 角度间隔为  $d\Omega_{K'}$  的连续终态的直接俘获截面为

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega_{K'}} = \frac{1}{v} \frac{1}{2(2I+1)} \sum \lambda_{E1} \frac{1}{4\pi} \frac{K'm}{2\pi^2\hbar^2}, \quad (1)$$

式中

$$\lambda_{E1} = \frac{16\pi}{9} k_r^3 \frac{1}{\hbar} |\langle \psi_f | \bar{e} \varepsilon_1 Y_{1\nu} | \psi_i \rangle|^2 \quad (2)$$

是跃迁几率,  $v$  是入射核子的速度,  $I$  是靶核自旋,  $m$  是约化质量,  $K'$  和  $k_r$  分别是终态粒子及发射的  $\gamma$  光子的波数,  $\psi_i$  和  $\psi_f$  分别表示始态与终态的波函数,  $\bar{e}$  为有效电荷,  $\varepsilon_1$  为 E1 跃迁算子. 本文用带撇的量表示与终态有关的物理量. (1) 式中  $\frac{1}{4\pi} \frac{K'm}{2\pi^2\hbar^2}$  是终态态密度.

2. 始态波函数 它和被核相互作用扭曲的平面波函数,

$$\begin{aligned} \psi_i = & \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=l \pm \frac{1}{2}} \sum_{J=l-i}^{i+l} \sqrt{4\pi(2l+1)} i^l \frac{\text{Re}\langle u_{ij}^{+J}(Kr) \rangle}{Kr} \\ & \times C_{l\frac{1}{2}\mu}^{i\mu} C_{j\mu l}^{JM} \mathcal{Y}_{ij}^{JM}. \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $K$  是入射核子的波数,  $\langle u_{ij}^{+J}(Kr) \rangle$  是光学势散射波函数,  $\text{Re}$  和  $\text{Im}$  分别表示取实部和虚部,  $C_{\mu l}^{i\mu}$  是 Clebsch-Gordon 系数,  $\mathcal{Y}_{ij}^{JM}$  是单粒子分波为  $(ij)$ 、总角动量和投影为  $J$  和  $M$  的道波函数. (3) 式相当于在平面波的展式中将球贝塞尔函数  $j_l(Kr)$  用光学势散射波函数  $\frac{\text{Re}\langle u_{ij}^{+J}(Kr) \rangle}{Kr}$  代替.

3. 终态波函数 应用恒等式

$$e^{iK'r} = \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m_l'=-l'}^{l'} 4\pi i^{l'} j_{l'}(K'r) Y_{l'm_l'}^*(\hat{K}') Y_{l'm_l'}(\hat{r}), \quad (4)$$

得到终态波函数为

$$\begin{aligned} \phi_f = & \sum_{l'=0}^{\infty} \sum_{m_l'=-l'}^{l'} \sum_{j'=l' \pm \frac{1}{2}}^{l'+1} \sum_{l''=|j'-l|}^{j'+1} 4\pi i^{l'} \frac{u_{l''}^{+j'}(K'r)}{K'r} Y_{l''m_l'}^*(\hat{K}') \\ & \times C_{l''m_l', \frac{1}{2}m}^{j'm} C_{j'm, l''m_l'}^{j'm} \mathcal{D}_{l''m_l'}^{j'm}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,

$$\begin{aligned} u_{l''}^{+j'}(K'r) = & \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(K'r) \rangle \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{P\lambda}}{E_{\lambda} - E' - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} N_{l''j'}(K'r) \end{aligned} \quad (6)$$

是  $(l''j')$  道的总散射波函数<sup>[16,17]</sup>.

$$N_{l''j'}(K'r) = \frac{\text{Im}\langle u_{l''}^{+j'}(K'r) \rangle}{\text{Im}\langle K_{l''}^{j'} \rangle}, \quad (7)$$

式中  $\langle K_{l''}^{j'} \rangle$  是由光学势计算的反应矩阵。(6)式中的  $E_{\lambda}$ 、 $\Gamma_{\lambda}$  和  $\Gamma_{P\lambda}$  是共振参数.

4. 直接俘获截面 把(3)和(5)式代入(1)式, 经过不繁杂的 Racah 代数运算得到跃迁到连续态的直接俘获微分截面

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE'} = & \frac{32}{3} \frac{k_r^3 m}{\nu K^2 K' \hbar^3} \sum_{l''j'J'} \frac{2J+1}{2(2l+1)} \langle ljJ \| D_l \| l'j'J' \rangle \\ & \times (2J'+1) \varepsilon^2 \left| \int_0^{\infty} \varepsilon_1 u_{l''}^{+j'}(K'r) \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(Kr) \rangle dr \right|^2, \end{aligned} \quad (8)$$

式中,

$$\begin{aligned} \langle ljJ \| D_l \| l'j'J' \rangle = & (2l+1)(2j+1)(2j'+1) \\ & \times \left[ C_{l0l0}^{l'0} W(lj'l'j', \frac{1}{2}, 1) W(jj'J', l1) \right]^2. \end{aligned} \quad (9)$$

应用(6)式,(8)式的径向积分包括三项

$$\begin{aligned} & \left| \int_0^{\infty} \varepsilon_1 \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(K'r) \rangle \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(Kr) \rangle dr \right|^2 \\ & + \frac{1}{4} \left| \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{P\lambda}}{E_{\lambda} - E' - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \right|^2 \left| \int_0^{\infty} \varepsilon_1 N_{l''j'}(K'r) \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(Kr) \rangle dr \right|^2 \\ & + \text{Re} \left[ \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{P\lambda}}{E_{\lambda} - E' - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \int_0^{\infty} \varepsilon_1 N_{l''j'}(K'r) \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(Kr) \rangle dr \right]^* \\ & \times \int_0^{\infty} \varepsilon_1 \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(K'r) \rangle \text{Re}\langle u_{l''}^{+j'}(Kr) \rangle dr \end{aligned} \quad (10)$$

分别对应势阱散射-势阱散射跃迁、势阱散射-共振散射跃迁和它们之间的相干项, 后两项与  $r$  能谱上的窄共振结构有关. 在以前发表的有关直接俘获的工作中<sup>[2-7]</sup>, 都只包括了

(10)式中第一项的贡献。

5. 对终态能量平均的截面 如果终态的能级很密, 实验上无法分辨, 测量得到的是对终态能量平均的截面

$$\left\langle \frac{d\sigma}{dE'} \right\rangle_{E'} = \frac{1}{\Delta E} \int_{E' - \frac{\Delta E}{2}}^{E' + \frac{\Delta E}{2}} \frac{d\sigma}{dE'} dE', \quad (11)$$

式中,  $\Delta E$  是平均用的能量宽度. 利用等式

$$\left\langle \left| \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\rho\lambda}}{E_{\lambda} - E' - \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \right|^2 \right\rangle = \frac{2\pi}{D'} \left\langle \frac{\Gamma_{\rho\lambda}\Gamma_{\rho\lambda}}{\Gamma_{\lambda}} \right\rangle = \frac{T_{l'j'}T_{l'j'}}{T'} W_{l'j'l'j'}, \quad (12)$$

式中,  $T_{l'j'}$  和  $T'$  分别是核子穿透系数和总穿透系数,  $W_{l'j'l'j'}$  是能级宽度涨落修正因子, 则由(8)、(10)式得到对终态能量平均的直接俘获  $\gamma$  光子能谱,

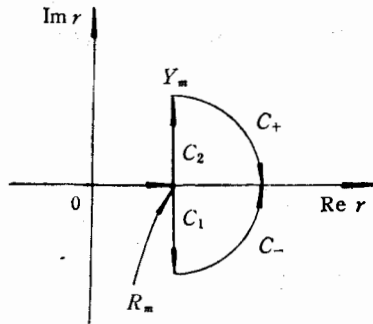
$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d\sigma}{dE'} \right\rangle_{E'} &= \frac{32}{3} \frac{k_{\gamma}^3 m}{v K^2 K' \hbar^3} \sum_{l'j'l'j'} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l'j' || D_l || l'j' \rangle (2J+1) \bar{e}^2 \\ &\times \left\{ \left| \int_0^{\infty} \varepsilon_i \operatorname{Re} \langle u_{l'j'}^+(K'r) \rangle \operatorname{Re} \langle u_{l'j'}^-(Kr) \rangle dr \right|^2 + \frac{1}{4} \frac{T_{l'j'}T_{l'j'}}{T'} W_{l'j'l'j'} \right. \\ &\times \left. \left| \int_0^{\infty} \varepsilon_i N_{l'j'}(K'r) \operatorname{Re} \langle u_{l'j'}^-(Kr) \rangle dr \right|^2 \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

式中的物理量都可以用光学模型直接计算. 与(10)式相比, (13)式中没有包括干涉项, 这与用光学模型计算的平均散射截面中, 形状弹性散射与复弹性散射之间无干涉项的道理是一样的. (13)式中两项物理上的区别在于终态是否有复合核的形成过程. 第一项是势阱散射-势阱散射跃迁, 不经过复合核. 第二项是对应跃迁到复合核散射态上, 式中的因子  $\frac{T_{l'j'}T_{l'j'}}{T'}$  正好代表了复合核的形成与衰变过程. 在以前的计算中<sup>[2-7]</sup>都没有区分这两项.

### 三、 $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$ 反应

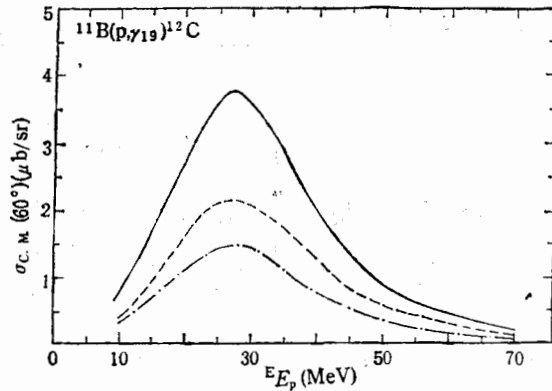
本节将讨论以下三个问题: 连续态之间跃迁径向积分的计算; 非长波长近似的电多极跃迁算符; 和  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})^{12}\text{C}$  的数值计算.

1. 当应用(8)和(13)式计算跃迁矩阵元时, 最棘手的问题是径向积分的计算. 由于始终态波函数都是连续态散射波函数, 跃迁算符也不局限于一个有限的空间范围, 因此积分不能直接计算. 我们采用 Vincent 和 Fortune<sup>[18,7,61]</sup>等所发展的回路积分方法. 其要点是设定一分割半径  $R_m$ , 将径向积分分成近区和远区两部分:  $\int_0^{\infty} = \int_0^{R_m} + \int_{R_m}^{\infty}$ . 近区积分可以直接计算. 当计算远区积分时, 将原来定义在实  $r$  轴上的被积函数解析延拓到复  $r$  平面上, 只要  $R_m$  取值足够大, 使  $K'R_m \gg 1$ , 则波函数沿虚轴呈指数衰减, 其沿虚轴的积分值很快收敛. 可以证明<sup>[7]</sup>这时远区积分可用相应于上半平面或下半平面沿虚轴的路径积分来代替(见图 1). 在对  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  的计算中, 选择  $R_m = 30\text{fm}$ , 则沿虚轴的积分上限  $Y_m$  取  $20\text{fm}$  就可以得到很好的收敛结果, 且整个积分值不再随  $R_m$  及  $Y_m$  的增加而改变.

图1 复  $r$  平面围道积分

$$\int_{R_m}^{\infty} = \int_{C_2} + \int_{C_+} \text{ 或 } \int_{R_m}^{\infty} = \int_{C_1} + \int_{C_-}$$

(可证:  $\int_{C_+} = \int_{C_-} = 0$ )

图2  $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$  截面 ( $i_{7/2}-d_{3/2}$  分波跃迁)

--- 势阱散射-势阱散射跃迁的贡献; - · - · - 势阱  
散射-共振散射跃迁的贡献; — 以上两项之和

在计算沿虚轴的被积函数时, Weller 等<sup>[7]</sup>使用递推方法, 而本文直接使用被积函数渐近式的解析延拓. 计算表明, 递推可能带来较大的误差.

2. 对于连续态之间的跃迁, 本文采用标准的非长波长近似的电多极跃迁算符<sup>[19]</sup>,

$$\varepsilon_L = \frac{(2L+1)!!}{(L+1)k_r^L} [(L+1)i_L(k_r r) - k_r r i_{L+1}(k_r r)]. \quad (14)$$

(14)式略去了磁矩电流和自旋-轨道耦合电流对电多极跃迁算符贡献的附加项<sup>[20]</sup>, 以及交换流效应<sup>[3]</sup>, 它们的修正大约是 5%<sup>[7]</sup>. 由于对连续态之间的跃迁来说,  $k_r r \ll 1$  的条件通常不满足, 采用长波长近似的电多极跃迁算符计算将是不适宜的.

3. 由于  $^{11}\text{B}(p, \gamma)$  反应积累的实验数据比较充分<sup>[7]</sup>, 多数关于直接俘获理论研究都选择这一反应作为例子. 本文也以这一反应为例作数值计算. 中能质子在  $^{11}\text{B}$  靶上的俘获  $\gamma$  能谱在  $^{12}\text{C}$  的 19 MeV 激发能区出现一个很宽的高峰. 实验数据似乎表明<sup>[7]</sup>它是由三个小峰迭加而成, 它们的能量大约是 18.43、19.65 和 20.68 MeV. 但是实际测量的  $\gamma$  能谱无法清楚地分辨这三个小峰. 事实上,  $^{12}\text{C}$  在这一激发能区有很多离散的共振能级<sup>[21]</sup>, 因此我们采用对终态能量平均的(13)式进行计算. 实验数据取自文献[7], 终态宽度取为 2.6 MeV.

本文采用两组略为不同的光学模型参数分别计算始态和终态的散射波函数及  $S$  矩阵元. 这两套参数是在文献[7]的基楚上调整得到的. 数值见表 1. 调整参数的原则是, 对

表1 光学势参数(能量单位: MeV, 长度单位:  $f_m$ )

	$V$	$W$	$V_{s0}$	$r_0$	$r_s$	$r_{s0}$	$a_0$	$a_s$	$a_{s0}$	$r_c$
初态	50.0	3.38	7.79	1.12	1.30	0.98	0.63	1.01	0.57	1.29
末态	52.4	0.4	6.64	1.23	1.16	1.03	0.66	0.83	0.66	1.10

于终态的计算要使  $d_{5/2}$  分波的穿透系数在  $E_p' = 3.5\text{MeV}$  (对应  $E_x = 19.5\text{MeV}$ ) 处取最大; 入射态的光学势参数要顾及质子散射数据及  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  激发曲线随能量变化的趋势。

图2、图3给出了计算的结果。图2给出对应  $f_{7/2}-d_{5/2}$  跃迁下(13)式中两项分别对  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  激发曲线的贡献以及它们的和。我们看到两项的贡献为同一数量级。在物理上, 可以理解为: 与  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  反应终态对应的粒子能量约  $3.5\text{MeV}$ , 在此能量下可能打开的非弹性散射道仅有一个, 因此  $\frac{T_{i'j'}}{T_{j'}}$  较大, 即外区的复弹性散射波振幅较大, 因此(13)式两项的贡献相当。随着终态激发能的增高, 开放道的数目也将很快增加, 比值  $\frac{T_{i'j'}}{T_{j'}}$  将减小, (13)式中第二项贡献所占的相对比例要降低。图3是直接俘获的理论计算与实验值的比较。我们考虑了三种分波 ( $f_{7/2}$ 、 $p_{3/2}$  和  $f_{5/2}$ ) 直接跃迁到  $d_{5/2}$  终态的贡献。图3除了包含有实验测量结果外, 还给出了 Weller 等的计算结果以供比较。由图3可见  $f_{7/2}-d_{5/2}$  分波跃迁对直接俘获的贡献是主要的。总的直接俘获截面可以重现实验值的一些基本特征: 如截面的数量级大小以及截面随入射能量变化的形状。我们没有比较角分布和检偏振函数数据, 因为这些物理量对反应机制是不灵敏的<sup>[7]</sup>。

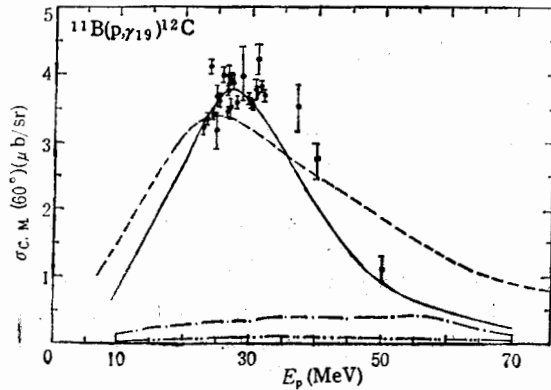


图3 各分波跃迁对  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})^{12}\text{C}$  截面的贡献  
 —— $f_{7/2}-d_{5/2}$  分波跃迁; - - -  $p_{3/2}-d_{5/2}$  分波跃迁; ·····  $f_{5/2}-d_{5/2}$  分波跃迁; - · - · - Weller 等的计算结果<sup>[7]</sup> (实验值见文献<sup>[7]</sup>)

#### 四、简短的讨论

1. 本文研究跃迁到非束缚终态的直接俘获过程。基于对始态和终态波函数的统一描述(3)和(5)式, 导出了计算直接俘获截面的公式(8)式, 它包括三项, 分别对应势阱散射-势阱散射跃迁、势阱散射-共振散射跃迁以及两者的相干项。

2. (13)式是对终态能量平均的直接俘获截面公式, 它的所有物理量都可以用光学模型直接计算。截面对能量的平均相当于入射的是具有一定能量宽度的波包。由于势阱散射波包与复弹性散射波包之间没有相干项, 因此这时的截面公式仅包含两项。当跃迁终

态的激发能接近核子的结合能时,与终态对应的复弹性散射波振幅在外区与形状弹性散射波振幅相当,则(13)式中两项的贡献为同一数量级,例如  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  的情形。随着终态激发能量的增加,(13)式第二项贡献的相对比重将下降。

3.  $^{11}\text{B}(p, \gamma_{19})$  反应计算表明。在合理的参数范围内,有可能基于直接俘获机制给出该实验结果的主要特征。当然,仅仅通过这一个例子无法说明对于这一类反应是否一定需要引入半直接俘获机制。需要考察更多反应的数据才能回答这一问题。这一计算还表明,跃迁到非束缚态的直接俘获与跃迁到束缚态的直接俘获可能是很不相同的。前者可以与总俘获截面同一数量级而后者在 GDR 区远低于半直接俘获的贡献。

4. 需要进一步研究建立在单粒子连续态上的巨共振以及相应的半直接俘获的微观机制和计算方法。这里不能简单地套用终态为束缚态的半直接俘获理论和计算方法。需要特别注意这两种情形下声子状态及粒子-声子耦合机制可能的不同。

### 参 考 文 献

- [1] M. A. Kovash et al., *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 700.
- [2] J. T. Londergan and L. D. Ludeking, *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 1722.
- [3] S. F. Tsai and J. T. Londergan, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 576.
- [4] L. G. Arnold, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1253.
- [5] Dean Halderson and R. J. Philpott, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 100.
- [6] R. J. Philpott and Dean Halderson, *Nucl. Phys.*, **A375**(1982), 169.
- [7] H. R. Weller et al., *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2921.
- [8] M. Nomachi et al., *Phys. Rev.*, **C9**(1985), 242.
- [9] A. Anghinolfi et al., *Nucl. Phys.*, **A399**(1983), 66.
- [10] D. Dowel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 1191.
- [11] J. D. Kalen et al., *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 340.  
H. J. Hausman et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 503.
- [12] S. L. Blatt, AIP Conf. Proc. No. 125, edited by S. Raman (AIP, New York, 1984) p. 570
- [13] S. L. Blatt et al., *Phys. Rev.*, **C30**(1984), 423.
- [14] T. W. Rackers et al., *Phys. Rev.*, **C37**(1988), 1759.
- [15] I. Bergqvist, in *Neutron Radiative Capture*, edited by R. E. Chrien (pergamon, New York, 1984) p. 33.
- [16] Y. K. Ho and M. A. Lone, *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 18.
- [17] Y. K. Ho and M. A. Lone, *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 1.
- [18] C. M. Vincent and H. T. Fortune, *Phys. Rev.*, **C2**(1970), 782.
- [19] H. T. Rose and D. M. Brink, *Rev. Mod. Phys.*, **39**(1967), 306.
- [20] J. M. Lafferty and S. R. Cotanch, *Nucl. Phys.*, **A373**(1982), 363.
- [21] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.*, **A433**(1985), 1.

## Direct Radiative Capture to Continuum States

HUO YUKUN YUAN ZHUSHU

(Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai 200433)

### ABSTRACT

A formula for the calculation of the cross sections, of nuclear transition to continuum states induced by direct radiative capture of intermediate-energy proton is deduced. The transition amplitude includes two terms corresponding to potential-scattering to potential-scattering transitions and potential-scattering to resonance-scattering transitions, respectively. The model is compared with available experimental data of the  $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$  reaction, and the results show that the direct capture mechanism is capable to account for the main features of the measured data within the reasonable parameter scope, and, in the present case, the contributions from two terms are of the same order of magnitude. The physical significance of the results is also discussed.