

180 ≤ A ≤ 210 核区快中子诱发 γ 产生机制的巨偶极共振模型研究*

刘建峰 贾敏 赵维娟

(郑州大学物理系 郑州 450052)

摘要 在 180 ≤ A ≤ 210 核质量区研究快中子诱发 γ 射线产生机制中与巨偶极共振模型相关的问题,包括(n, γ)反应与(n, n'γ)反应中级联 γ 退激过程 γ 射线强度函数的差异和(n, γ)反应中直接-半直接辐射俘获与复合核统计过程反应截面之比随入射能量、核质量数和核壳层的变化规律. 据此,中子入射能量选在 1—20MeV,给出了¹⁸¹Ta 及¹⁹⁷Au 和²⁰⁸Pb 的理论计算结果及与实验数据的比较,并对结果进行了分析和讨论.

关键词 (n, γ)反应, (n, n'γ)反应 复合核统计过程 直接-半直接辐射俘获 巨偶极共振模型

1 引言

中子诱发 γ 射线产生机制的研究在核工程及其他科学技术领域中具有重要的应用价值,同时,由于电磁相互作用的规律是已知的,通过 γ 射线产生机制的研究,可获得原子核低激发态能级结构和高激发态能级波函数的信息,这对核力、核结构及核反应的研究是十分有益的.

中子诱发 γ 射线产生过程可分成两部分:即(n, γ)过程和(n, xγ)过程,其中 x 代表一个或多个中子或带电粒子. (n, γ)过程又包括复合核统计过程和中子辐射俘获的若干种非统计效应.

在(n, xγ)反应中, γ 射线的产生过程与复合核(n, γ)反应一样,都是通过级联 γ 退激方式实现的,因此,都采用了统计理论来处理,并采用了形式相同的 γ 射线强度函数. 由于采用巨偶极共振模型(以下简称 GDR 模型)建立起来的 γ 射线强度函数^[1]能较好地描述(n, γ)反应的反应截面和能谱,这一模型被普遍采用并将其推广至(n, xγ)反应中 γ 射线产生过程的计算. 但稍加推敲便可发现,这种推广是有缺陷的,因既然中子入射后形成的复合系统能发射

中子或带电粒子,必然有相当的能量集中在被发射的粒子上,复合系统不可能处于巨偶极共振的集体激发态,因此,粒子发射后的剩余核处于巨偶极共振的集体激发态的可能性是很小的. 近十几年来,为了改善(n, γ)反应的理论计算与实验的符合,对 γ 射线强度函数的形式进行了大量研究工作^[2],但大都是在 GDR 模型的框架下作某些修正. 为了解释 110 ≤ A ≤ 140 和 180 ≤ A ≤ 210 核质量区中子入射能量 4MeV 以下 γ 能谱的 5.5MeV 反常峰^[3],文献[4]提出了在复合核首次及级联 γ 退激过程中,除通过 GDR 模式外,还存在⁶He, ⁶Li, ⁶Be 及⁷Li 和⁷Be 等轻粒子集团激发态的退激过程,建立了包括巨偶极共振及这些过程的 γ 射线强度函数,成功地解释了上述核质量区的 5.5MeV 反常峰. 本文将这一模型(以下简称 GDR-LPC 模型)应用于 180 ≤ A ≤ 210 核质量区(n, n'γ)反应的 γ 能谱计算中,考察 γ 射线强度函数的 GDR 模型和 GDR-LPC 模型的计算结果与实验的比较,并对其进行分析讨论.

对(n, γ)反应,在低能区(3MeV 以下),同时考虑复合核统计过程和这一能区内中子辐射俘获主要的非统计效应——形状弹性散射道中的俘获^[5]和复合

2002-11-08 收稿

* 中国核工业总公司核数据经费资助

核弹性散射道^[6]及非弹性散射道^[7]中的俘获——已对反应截面中各种过程的贡献随能量、核质量数和核壳层的变化规律进行了较仔细的研究^[8-10]。在 (n, γ) 反应中, 复合核过程被认为是基本的辐射俘获过程, 总是以其为参考, 考察各种非统计效应的贡献。当中子入射能量大于 3—5MeV 后, 直接—半直接辐射俘获是主要的非统计效应, 其中直接俘获即形状弹性散射道中的辐射俘获, 半直接俘获即散射中子被俘获至靶核低激发单粒子束缚态, 将其能量转化为核的集体运动——巨偶极振动, 而后退激放出 γ 光子的过程。直接—半直接辐射俘获包括上述两种过程及两者的相干项。过去研究工作总的印象是: 当半直接俘获明显起作用后, 直接—半直接过程的俘获截面远大于复合核统计过程的截面, 尤其对重核, 要高出 2—3 个量级, 但这些理论计算工作基本上是对 ^{40}Ca , ^{89}Y 和 ^{208}Pb 这样一些典型的中子幻数核进行的^[11,12]。没有见到对这一效应的随核质量数变化规律的系统研究。本文通过对 ^{181}Ta , ^{197}Au 和 ^{208}Pb 在中子入射能量 1—20MeV 范围辐射俘获截面的理论计算及与实验的比较, 研究与巨偶极共振相关的直接—半直接俘获截面的贡献与复合核统计过程的关系随核质量数及核壳层的关系。

2 计算公式

(n, γ) 反应的 γ 能谱由复合核统计过程及其非统计效应——直接—半直接辐射俘获两部分的贡献组成, 后者对应叠加在复合核统计过程能谱高能端的分立谱线。复合核统计过程和复合系统发射一个或几个中子或带电粒子后的剩余核的级联 γ 退激过程的 γ 能谱及反应截面由描述这些过程的积分方程组计算^[4], 为下面叙述的方便, 只写出描述这种级联 γ 退激过程的 γ 射线强度函数:

对 GDR 模型:

$$f^{E, J, \pi, E, \pi} = \frac{1}{6\pi^2 \hbar^2 C^2} \cdot H(J', J; \pi', \pi) \cdot \sum_{k=1}^2 \frac{\sigma_k(E' - E) \Gamma_k^2}{[E_k^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_k^2},$$

其中 σ_k, Γ_k 和 E_k 分别为巨偶极共振的峰值截面、宽度和能量, $H(J', J; \pi', \pi)$ 表示角动量和宇称守恒。

$$H(J', J; \pi', \pi) = \begin{cases} 1 & \text{若 } |J' - J| \leq J \leq J' + 1 \text{ 且 } \pi' \pi = -1 \\ 0 & \text{其他。} \end{cases}$$

对 GDR-LPC 模型:

$$f^{E, J, \pi, E, \pi} = \frac{1}{6\pi^2 \hbar^2 C^2} \cdot H(J', J; \pi', \pi) \cdot \left\{ \sum_{k=1}^2 \frac{\alpha \sigma_k(E' - E) \Gamma_k^2}{[E_k^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_k^2} + \sum_p \frac{\beta_p(E' - E) \Gamma_p^2}{[E_p^2 - (E' - E)^2]^2 + (E' - E)^2 \Gamma_p^2} \right\}, \quad (3)$$

其中 α 正比于通过巨偶极共振模式退激的几率, E_p, Γ_p 表示 $^6\text{He}, ^6\text{Li}, ^6\text{Be}$ 及 ^7Li 和 ^7Be 等轻粒子集团激发态的能量和宽度, 均采用实验值^[13], β_p 与 $\alpha \cdot \sigma_k$ 量纲相同, 正比于按某一轻粒子集团某激发态退激的几率。为了粗略但直观地看出通过轻粒子集团激发态退激和通过巨偶极共振模式退激几率之比, 定义:

$$\eta = \frac{\sum_p \beta_p}{\sum_{k=1}^2 \alpha \cdot \sigma_k}. \quad (4)$$

有关 γ 能谱计算的公式, 有兴趣的读者可参看文献[4]。

对 (n, γ) 反应中的非统计效应, 即本文涉及的直接—半直接辐射俘获过程, 其截面计算公式及粒子—靶核振动耦合相互作用势函数取自文献[12], 为便于分析, 对其截面计算公式加进了对入射中子角动量 l, j 求和, 并展开成 3 项:

$$\sigma_{\gamma l} = \frac{2\pi m e^2 z^2 K_\gamma^3}{3 \hbar^2 K^2 A^2} \cdot S_{\text{dpt}} \cdot \sum_{ij} \frac{(2l+1)(2j_l+1)(2j+1)}{2l+1} \cdot [C_{l_0 0}^{l_0 0} \cdot W(l j l j_l; 1/2 1)]^2 \cdot \left\{ \left| \int r^2 U_{l_l l_l}(r) \langle U_\gamma^l(r) \rangle dr \right|^2 + \left| (\alpha - i\beta) \int r U_{l_l l_l}(r) h(r) \langle U_\gamma^l(r) \rangle dr \right|^2 + 2\text{Re} \left[\left(\int r^2 U_{l_l l_l}(r) \langle U_\gamma^l(r) \rangle dr \right) \cdot (\alpha + i\beta) \cdot \left(\int r U_{l_l l_l}(r) h(r) \langle U_\gamma^l(r) \rangle dr \right)^* \right] \right\}, \quad (5)$$

其中 $\sigma_{\gamma l}$ 表示入射中子被俘获至单粒子束缚态 (E_l, l_l, j_l) 的截面, m 为中子质量, e 为电子电量, z 为靶核电荷数, K_γ 为光子波数, K 为入射中子波数, S_{dpt} 为单粒子束缚态 (E_l, l_l, j_l) 的 (d, p) 反应谱因子, $U_{l_l l_l}(r)$ 为单粒子束缚态波函数, $U_\gamma^l(r)$ 为散射道中子波函数, $\alpha - i\beta = \frac{1}{E_\gamma - E_k + \frac{i}{2} \Gamma_k}$, 粒子—靶核

振动耦合势为:

$$h(r) = \frac{2N}{A} \cdot \frac{\sigma_{-1}}{0.096NZ/A} \cdot \frac{r}{\langle r^2 \rangle} \cdot \left[\frac{1}{4} V_1 f(r) - i W_1 b \frac{df(r)}{dr} \right] \quad (6)$$

其中 $\sigma_{-1} = \int_0^\infty \frac{\sigma(E)}{E} dE$ 为光核反应积分截面一阶矩, V_1 及 W_1 为实部体形位和虚部表面型位的强度, $f(r)$ 取为 Wood-Saxon 势形式:

$$f(r) = [1 + \exp(r - R)/b]^{-1},$$

其中 b 为表面厚度, R 为核半径.

设复合核过程 (n, γ) 反应截面是 $\sigma_{\gamma c}$, 则总的 (n, γ) 反应截面为

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_{\gamma c} + \sum_{\pi} \sigma_{\pi} \quad (7)$$

3 数值计算

在中子入射能量 1—20MeV 能区, 对 ^{181}Ta , ^{197}Au 和 ^{208}pb 的 γ 能谱及 (n, γ) 反应截面进行了数值计算, γ 能谱的计算主要考察 (n, γ) 反应及 $(n, n'\gamma)$ 反

应的贡献. 采用 Becchetti-Greenless 普适光学位^[14] 计算中子及各种出射粒子的波函数及穿透系数, 并应用中子位实部计算低激发单粒子束缚态的波函数和本征态能量, 采用 Gilbert-Cameron 公式^[15] 计算能级密度, 巨偶极共振参数尽量采用实验评价^[16], 并用系统学公式的计算值作补充, 核的低激发态分立能级数据、 γ 跃迁分支比取自 EXFOR^[17].

计算的步骤是: 首先调整入射中子光学位参数, 使全截面及弹性散射截面的计算值与实验相符, 然后调整各出射粒子光学位及相应剩余核的能级密度参数, 使其反应截面计算值与实验相符合, γ 能谱的计算及 (n, γ) 反应截面的计算由反复调整复合核能级密度参数、复合核及剩余核的个别巨偶极共振参数、公式(3)中的 α 及 β_p 值、公式(6)中的参数及影响单粒子束缚态本征能量及波函数的中子位实部参数, 使计算的 γ 谱及 (n, γ) 反应截面尽可能好地与实验相符合, 由于 γ 道穿透系数一般甚小于粒子道, 特别是中子道的穿透系数, γ 产生过程的这些调整对整个计算过程影响较小.

表 1 计算中采用的 ^{197}Au 和 ^{198}Au 能级密度参数、巨偶极共振参数及 α 值

参 数 核	能级密度参数					巨偶极共振参数及 α 值			
	E_p /MeV	T /MeV	E_0 /MeV	$(P(Z) + P(N))$ /MeV	α /MeV ⁻¹	σ_g/b	Γ_g /MeV	E_g /MeV	α
^{198}Au	4.08758	0.60500	-1.75000	0.23	18.00	0.51191	4.5	13.69159	0.297
^{197}Au	4.18142	0.50500	-0.55000	0.92	19.41	0.56901	4.5	13.69754	0.297

表 2 轻粒子激发能 E_p 、衰变宽度 Γ_p , 实验值与 ^{197}Au 和 ^{198}Au 的 β_p 及 η 取值

参 数 轻粒子	E_p /MeV	Γ_p /MeV	β_p/b		η	
			^{197}Au	^{198}Au	^{197}Au	^{197}Au
^6He	1.80	0.113	0.0001	0.0001		
^6Li	4.31	1.70	0.000055	0.000005		
	5.37	0.54	0.0159	0.00159		
	5.65	1.50	0.131	0.0209		
^6Be	1.67	1.16	0.0002	0.0002		
					5.3	1.1
^7Li	6.68	0.80	0.150	0.010		
	7.46	0.10	0.190	0.015		
	9.85	1.80	0.100	0.010		
^7Be	6.73	1.20	0.145	0.015		
	7.21	0.50	0.165	0.040		

表 1 列出了计算中采用的 ^{197}Au 和 ^{198}Au 能级密度参数、巨偶极共振参数及 α 取值. 表 2 列出了 ^6He , ^6Li , ^6Be 和 ^7Li 及 ^7Be 激发态能量及能级衰变宽度的实验值, 以及在 ^{197}Au 和 ^{198}Au γ 谱计算中 β_p 的取值, 同时给出了按(4)式计算的 η 值, 由 ^{197}Au 和

^{198}Au 的 η 值, 可以估计, 在 $(n, n'\gamma)$ 过程中, 轻粒子激发态的退激比巨偶极共振模式占有更大优势. 再考虑到巨偶极共振模式还包括了其他一些退激方式的统计平均, 实际上在 $(n, n'\gamma)$ 退激过程中, 以巨偶极共振模式退激的成分是很小的.

表 3 粒子-靶核巨偶极共振相互作用势参数取值

参数 核素	V_1 / MeV	W_1 / MeV	σ_{-1}/b	$\langle r^2 \rangle / \text{fm}^2$	b / fm
^{181}Ta	75.0	135.0	0.245	28.886	0.75
^{197}Au	75.0	135.0	0.289	30.472	0.75
^{208}Pb	75.0	125.0	0.328	31.534	0.75

表 4 中子结合能与计算的单粒子本征态能量

参数 核素	$l_i j_i$	$l_i j_i$	$l_i j_i$	$l_i j_i$	$l_i j_i$	$l_i j_i$	B_n / MeV
	E_i / MeV	E_i / MeV	E_i / MeV	E_i / MeV	E_i / MeV	E_i / MeV	
^{181}Ta	6 13/2	1 3/2	3 5/2	1 1/2			6.067
	6.293	5.348	3.727	2.813			
^{197}Au	3 5/2	1 1/2					6.522
	6.978	5.894					
^{208}Pb	4 9/2	6 11/2	7 15/2	2 5/2	4 7/2	0 1/2	3.935
	3.949	3.292	2.511	2.456	1.561	1.473	

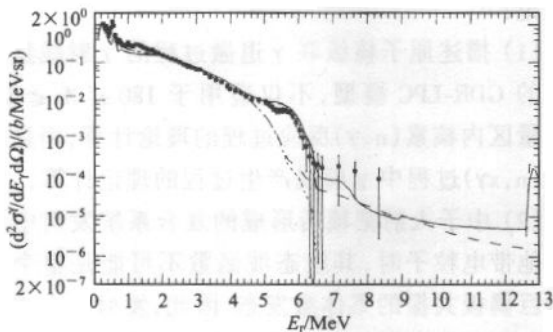


图 1 ^{197}Au 中子入射能量 6.5 MeV γ 能谱计算结果与实验值的比较

——总 γ 谱, GDR-LPC 模型计算; ---总 γ 谱, GDR 模型计算; - - - $(n, n'\gamma)$ 反应 γ 谱, GDR-LPC 模型计算; - - - $(n, n'\gamma)$ 反应 γ 谱, GDR 模型计算; 实验值取自 ORNL, $\theta = 125^\circ$, 由中国核数据中心提供.

图 1 是 ^{197}Au 中子入射能量为 6.5 MeV 的 γ 能谱计算结果及与实验值的比较. 由图可以清楚地看出:

- 1) 在 $E_\gamma < 6.5 \text{ MeV}$ 区域, 对 γ 谱的贡献主要来自 $(n, n'\gamma)$ 反应;
- 2) γ 能谱的实验值仍存在 5.5 MeV 反常峰;
- 3) GDR-LPC 模型的计算结果与实验相符合.

图 2 至图 4 分别给出了 ^{181}Ta , ^{197}Au 和 ^{208}Pb 的 (n, γ) 反应截面计算结果及与实验值的比较. 图 5 是 ^{181}Ta 单粒子束缚态 ($l_i = 1, j_i = 3/2, E_i = 5.348 \text{ MeV}$) 的直接-半直接俘获截面计算结果. 图 6 是 ^{197}Au ($l_i = 3, j_i = 5/2, E_i = 6.978 \text{ MeV}$) 单粒子束缚态的计算结果. 从图 2 至图 4 可以看出, 与复合核统计过程 (n, γ) 截面比较, ^{208}Pb 的直接-半直接辐射俘获截面贡献最大, 其次是 ^{181}Ta , 最小的是 ^{197}Au . 对 ^{181}Ta 和 ^{197}Au , 在中子入射能量分别大于 13

表 3 列出了直接-半直接辐射俘获计算中粒子-靶核巨偶极共振相互作用势相关参数的取值. 表 4 列出了 ^{181}Ta , ^{197}Au 和 ^{208}Pb 的中子结合能 B_n 及计算的单粒子束缚态本征能量. 由此表可以看出, 单粒子束缚态能量与中子结合能随核质量数及壳层有相同的变化规律, 且最低的本征态能量接近中子结合能.

和 14 MeV 后, 直接-半直接俘获截面也比复合核统计过程 (n, γ) 截面高出 1—2 个量级, 但从图 5 和图 6 可以看出, 这时的直接-半直接俘获截面主要是直接俘获, 即属于 $1p \rightarrow 1p + \gamma$ 的形状弹性散射道的辐射俘获的贡献, 来自巨偶极共振的半直接俘获及相干项的贡献已越来越小. 对上述规律, 可作如下理论解释:

1) 复合核统计过程 (n, γ) 反应截面随中子入射能量的增大而减小, ^{208}Pb 是中子幻数核, 其中子结合能以及单粒子束缚态本征能量较小, 因此直接-半直接俘获贡献较大的能量区间相对 ^{181}Ta 和 ^{197}Au 而言向高入射能量移动;

2) ^{208}Pb 有较多且 (d, p) 反应谱因子较大的单粒子束缚态. 图 3 中 E_n 大于 13 MeV 后, 直接-半直接俘获截面稍有所抬高, 这可以从图 5 和图 6 中直接俘获截面随入射能量的增大稍有所增加得到解释.

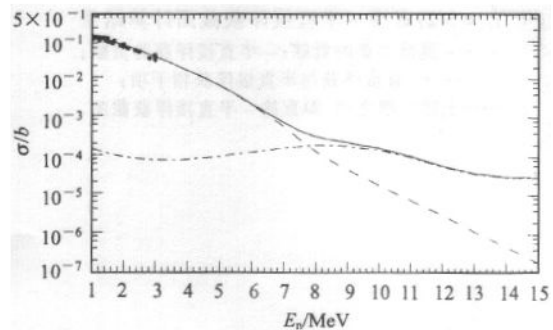


图 2 $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果与实验值的比较

——总 (n, γ) 截面; ---复合核统计过程的贡献; - - - 直接-半直接俘获的贡献; 实验值取自 EXFOR.

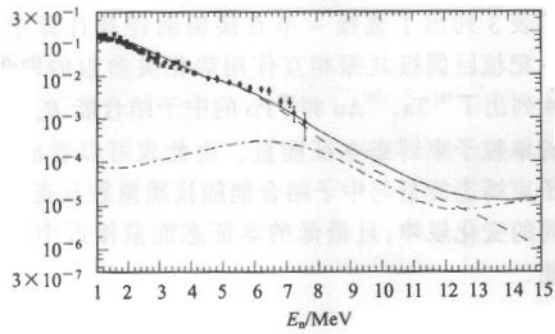


图 3 $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果及与实验值的比较(图注同图 2)

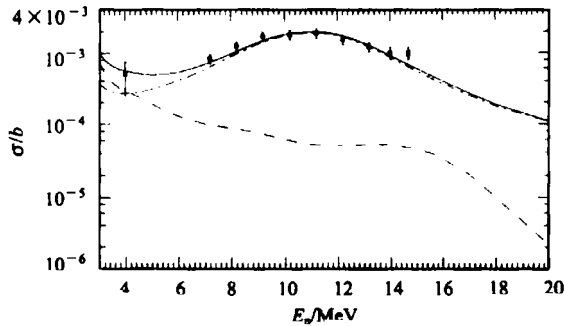


图 4 $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ 反应截面计算结果与实验值的比较(图注同图 2)

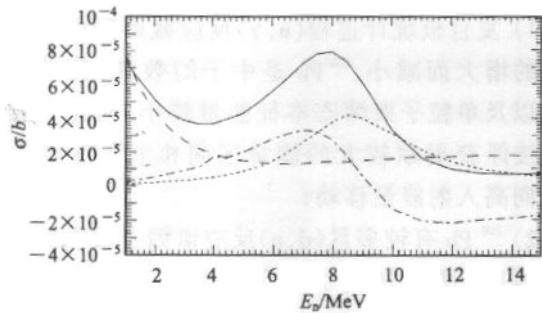


图 5 ^{181}Ta 单粒子束缚态 ($E_l = 5.348\text{MeV}$, $l_l = 1$, $j_l = 3/2$) 直接 - 半直接俘获截面计算结果
 - - - 直接俘获的贡献; --- 半直接俘获的贡献;
 - · - · - 直接俘获与半直接俘获相干项;
 — 上述三项之和, 即直接 - 半直接俘获截面.

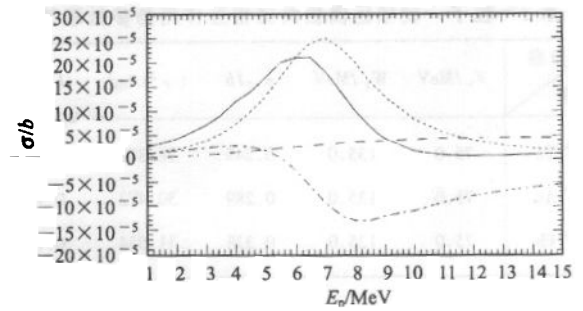


图 6 ^{197}Au 单粒子束缚态 ($E_l = 6.978\text{MeV}$, $l_l = 3$, $j_l = 5/2$) 直接 - 半直接俘获截面计算结果(图注同图 5)

4 结论

总结上述理论计算结果及分析讨论, 可得出如下结论:

(1) 描述原子核级联 γ 退激过程的 γ 射线强度函数的 GDR-LPC 模型, 不仅适用于 $180 \leq A \leq 210$ 核质量区内核素 (n, γ) 反应过程的理论计算, 而且适用于 $(n, x\gamma)$ 过程中 γ 射线产生过程的理论计算.

(2) 中子入射靶核后形成的复合系统发射中子或其他带电粒子时, 其组态波函数不可能是整个系统为巨偶极共振的集体激发态, 因此, 发射一个或几个粒子后的剩余核处于巨偶极共振的集体激发态的几率是很小的. 因此, 用 GDR 模型的 γ 射线强度函数描述 $(n, x\gamma)$ 过程是有缺陷的.

(3) 建立在巨偶极共振模型基础上的中子辐射俘获的直接 - 半直接辐射俘获机制对 (n, γ) 反应截面的贡献随靶核质量数及壳层系统地改变, 对中子幻数核, 其贡献最大, 然后随满壳层外中子数的增加而逐步减少, 达到下一个幻数时, 重复上述规律, 即使像 $180 \leq A \leq 210$ 核区内的重核, 直接 - 半直接辐射俘获截面也不总是甚大于复合核统计过程 (n, γ) 截面.

参考文献 (References)

- 1 Axel P. Phys. Rev., 1962, **126**: 671
- 2 Kopecky J. Gamma-Ray Strength Functions, in: Oblozinsky P. Handbook for calculations of nuclear Data. Vienna: the IAEA, 1998. 97—111
- 3 DING Da-Zhao. Progress in Neutron Radiative Capture Study. Nuclear Physics. Material Compilation of the Conference in 1978. Beijing: Atomic Energy Press, 1979, 292—306 (in China)
(丁大钊. 中子辐射俘获研究进展. 原子核物理, 1978 年会议资料选编, 北京: 原子能出版社, 1979, 292—306)
- 4 LIU Jian-Feng et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2001, **25** (10): 994 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 2001, **25**(10): 994)
- 5 Allen B J et al. Advanced in nucl. Phys., 1978, **10**: 129
- 6 HUO Yu - kun et al. Nucl. Phys., 1983, **A406**: 1
- 7 LIU Jian - Feng et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1983, **7** (3): 355 (in Chinese)
- 8 LIU Jian - Feng et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1991, **15** (4): 349 (in Chinese)
(刘建峰等. 高能物理与核物理, 1991, **15**(4): 349)
- 9 LIU Jian - Feng et al. Chinese Physics, 1988, **2**: 455
- 10 HUO Yu - Kun et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 1989, **13** (5): 465 (in Chinese)
(霍裕昆等. 高能物理与核物理, 1989, **13**(5): 465)
- 11 Potokar M et al. Nucl. Phys., 1977, **A227**: 29
- 12 Potokar M. Physics Letters, 1973, **3**: 346
- 13 Ajzenberg - selove F. Nucl. Phys., 1984, **A413**: 1
- 14 Becchetti F D et al. Phys. Rev., 1969, **182**: 1190
- 15 Gilbert A, Cameron A G W. Can. J. Phys., 1965, **43**: 1446
- 16 Dietrich S S et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1988, **38**: 199
- 17 EXFOR (Exchange FORmat), computerized system for the storage, retrieval and international exchange of experimental nuclear reaction data, coordinated by the IAEA Nuclear Data Section

Study on the Giant Dipole Resonance Model for γ Production Mechanisms Induced by Fast Neutrons in the Nuclear Mass Region $180 \leq A \leq 210$ *

LIU Jian - Feng JIA Min ZHAO Wei-Juan

(Department of Physics, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China)

Abstract The subjects related to the giant dipole resonance model for the γ production mechanisms induced by fast neutrons have been studied in the nuclear mass region $180 \leq A \leq 210$. It contains the difference between the γ -ray strength functions of the cascaded γ deexcitation processes in the (n, γ) and $(n, n'\gamma)$ reactions as well as the variation tendency of the reaction cross section ratios between the direct - semidirect radiative captures and the compound nucleus statistical processes with the incident energies, nuclear mass numbers and the nuclear shells. The numerical calculations and the comparisons with the experimental values for ^{181}Ta , ^{197}Au and ^{208}Pb have been done in the neutron incident energy region from 1 MeV to 20 MeV. The analyses and discussions to the results have also been given.

Key words (n, γ) reaction, $(n, n'\gamma)$ reaction, compound nucleus statistical process, direct - semidirect radiative capture, giant dipole resonance model.

Received 8 November 2002

* Supported by Nuclear Data Fund From Nuclear Industry General Company of China