

A=40—70 偶中子核素光子穿透系数的关联现象

刘建峰

(郑州大学物理系)

霍裕昆 袁竹书

(复旦大学物理二系, 上海)

摘 要

本文给出了在共振区光子穿透系数的表示式,它由三部份组成,分别对应复合核统计过程、复合核弹性散射道及非弹性散射道中的辐射退激过程。研究了在中子强度函数 $3s$ 巨共振区 13 个偶中子核素的中子辐射俘获截面。中子能量范围为 3MeV 以下的共振区。结果表明,在同时考虑了统计和非统计过程后,可以解释实验测量的总俘获截面及 γ 能谱。

一、引 言

在不太高的中子入射能量范围内,例如 20 MeV 以下,可以按照复合体系波函数中组态的准粒子数目来分类辐射俘获核反应机制^[1]。其中,单准粒子组态的贡献称作道俘获,包括非共振的位阱俘获和有共振特性的价俘获^[2,3]。当讨论共振平均的截面时,后者对应复合核弹性散射道中的辐射俘获^[4](以下简称 RCCEC)。三个准粒子组态的贡献称作门态过程,包括半直接俘获^[5]和非弹性价俘获^[2]。在讨论共振平均的截面时,后者对应复合核非弹性散射道中的辐射俘获^[6](RCCIEC)。五个或五个以上准粒子组态的贡献通常统称为复合核过程,用统计理论描述。

研究核反应过程中的非统计效应是一件很有意义的工作。从基础理论研究的角度,它是核反应机制研究的一个重要方面,有助于建立描述核反应的统一模型^[1]。从应用的角度,非统计过程大多为到基态附近的首次跃迁,产生高能 γ 光子,因而在光子的输运、辐照屏蔽和损伤计算中十分重要。

本文研究质量数在 40—70 区间 13 个偶中子核素 (n, γ) 反应中的非统计效应。这一质量区通常称作中子强度函数 $3s$ 巨共振区。选择这一核区的原因有三个:一是这一研究可以看作是先前对 $2p$ 区研究^[7]的继续;二是许多重要的结构材料元素都在这一质量

区,对这些材料的光子产生数据的计算在聚变堆、裂变堆的研究中是十分重要的;第三,对于这一质量区的核素, $3s$ 单粒子态(约化中子宽度)分布在中子结合能附近,而 $2p$ 单粒子态(d, p)谱因子)正好分布在基态附近,因此 $3s-2p$ 单粒子 $E1$ 跃迁是重要的. 历史上 $3s$ 区核素的研究对俘获过程的确定与深入了解曾起过十分重要的作用^[2].

本文研究的中子入射能量范围为 3MeV 以下的共振区. 计算的内容为: 1. 在保证总俘获截面与实验值相符的前提下,采用普适、自洽的参数,计算非统计过程贡献的大小及其在总俘获截面中所占的比例,研究这一比例随质量数及能量的变化;2. 非统计过程中的关联效应以及对质量数奇偶的依赖性;3. 非统计过程对 γ 能谱的影响. 长期以来人们就注意到, γ 能谱的高能端与统计理论所预言的情况有明显的差异,并指出这是非统计效应的贡献所致. 但是在本文所研究的能量区间内,以前还没有人做过具体的计算并与实验进行比较.

有关的计算公式在第二节给出,其中的重点是推导与 RCCEC 和 RCCIEC 过程相应的光子穿透系数. 第三节描述计算过程的细节和计算结果. 第四节是一简短的结论.

二、计算公式

在所考虑的中子能量范围内,且限于研究对共振平均的辐射俘获截面,所需考虑的反应机制包括: 复合核统计过程、RCCEC 和 RCCIEC、直接-半直接俘获五种过程. 其中的前三者机制有相似之处,即都要经过复合核形成阶段,它们的区别仅仅在于衰变过程的差异,因此截面可以用形式相类似的公式给出

$$\langle \sigma_{n\gamma, f}^{(st, ch, ich)} \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l_{ij}} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \frac{T_{ij} T_{\gamma, f}^{(st, ch, ich)}}{T^J} W_{ij, \gamma}^{(st, ch, ich)}, \quad (1)$$

其中, st, ch 和 ich 分别表示复合核统计过程、RCCEC 和 RCCIEC 过程, k 示中子波数, I 是靶核自旋, J 示总角动量, T^J 是总穿透系数, T_{ij} 示 (l_{ij}) 分波的中子穿透系数, $T_{\gamma, f}$ 示至终态 f 的光子穿透系数, $W_{ij, \gamma}$ 示相应的能级宽度涨落修正因子. 为了简明起见,我们略去了 $T_{\gamma, f}$ 和 $W_{ij, \gamma}$ 因子所包含的角标 J, π , 其中 π 示宇称.

1. 复合核统计过程. 相应的光子穿透系数为^[8]

$$T_{\gamma, f}^{(st)} = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} (E + B_n - E_f)^2 \sigma_a(E + B_n - E_f) H(J, J_f, 1), \quad (2)$$

其中, E 是质心系中子能量, B_n 是中子结合能, E_f 是终态 f 的激发能, $\sigma_a(E_\gamma)$ 是能量为 E_γ 的光子吸收截面,采用巨偶极共振 (GDR) 模型

$$\sigma_a(E_\gamma) = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{gi} E_\gamma^2 \Gamma_{gi}^2}{(E_{gi}^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{gi}^2}, \quad (3)$$

其中 σ_g, E_g, Γ_g 分别是 GDR 的峰值截面、能量和宽度.

$$H(J, J_f, 1) = \begin{cases} 1 & \text{if } |J-1| \leq J_f \leq J+1, \\ 0 & \text{others.} \end{cases} \quad (4)$$

与统计过程相对应的宽度涨落修正因子 $W_{ij, \gamma}^{(st)}$ 可以在有关的文献[8]中查到.

2. RCCEC 过程. 未对能量平均的道俘获截面是^[4]

$$\sigma_{l_j, i}^{(ch)} = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_l \| l_j j_i J_i \rangle \quad (5)$$

$$(2J_i + 1) S_f \bar{e}^2 \frac{4}{|1 - iK_{l_j}^i|^2} \left| \int_R^\infty r U_{l_j}^{+J}(r) U_{l_j j_i}(r) dr \right|^2$$

其中 k_r 是光子波数, $\langle l_j J \| D_l \| l_j j_i J_i \rangle$ 是角度-自旋约化因子^[4], J_i 是终态总角动量, S_f 示终态 (d, p) 谱因子, $\bar{e} = -\frac{Z}{A}e$ 是中子 $E1$ 跃迁的有效电荷, $K_{l_j}^i$ 是反应矩阵元, $U_{l_j j_i}(r)$ 是终态单粒子轨道 (l_j, j_i) 对应的径向波函数

$$U_{l_j}^{+J}(r) = \text{Re} \langle U_{l_j}^{+J} \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\lambda < J} \frac{\Gamma_{n\lambda}^{l_j}}{E_\lambda - E - \frac{1}{2} \Gamma_\lambda} \frac{\text{Im} \langle U_{l_j}^{+J}(r) \rangle}{\text{Im} \langle K_{l_j}^i \rangle} \quad (6)$$

是道波函数^[4].

上式中, Re 和 Im 分别表示实部和虚部, $\langle \quad \rangle$ 示光学模型计算的平均物理量, $\Gamma_\lambda, E,$ 和 $\Gamma_{n\lambda}$ 示共振参数.

将(6)式的第二项代入(5)式,并计算对能量的平均. 注意到

$$\left\langle \left| \sum_\lambda \frac{\Gamma_{n\lambda}}{E_\lambda - E - \frac{1}{2} i\Gamma_\lambda} \right|^2 \right\rangle$$

$$= \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} \sum_{\lambda \lambda'} \frac{\Gamma_{n\lambda} \Gamma_{n\lambda'}}{\left(E_\lambda - E - \frac{1}{2} i\Gamma_\lambda \right) \left(E_{\lambda'} - E + \frac{1}{2} i\Gamma_{\lambda'} \right)} dE$$

$$= \frac{T_{ij} T_{ij}}{T^j} W_{l_j j_i}^j \quad (7)$$

式中, $W_{l_j j_i}^j$ 是对应弹性散射道的宽度涨落修正因子^[8]. 在(7)式的推导中, 用到了以下的关系式

$$T^j = \frac{2\pi \langle \Gamma_\lambda \rangle}{D^j}, \quad T_{ij} = \frac{2\pi \langle \Gamma_{n\lambda} \rangle}{D^j}, \quad (8)$$

其中 D^j 是能级平均间距. 将得到的平均截面与(1)式相比较, 得到复弹性散射道中的光子穿透系数

$$T_{\gamma, i}^{(ch)} = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \langle l_j J \| D_l \| l_j j_i J_i \rangle (2J_i + 1) S_f \bar{e}^2 T_{ij} \quad (9)$$

$$\frac{1}{|1 - i \langle K_{l_j}^i \rangle|^2} \left[\frac{\int_R^\infty r \text{Im} \langle U_{l_j}^{+J}(r) \rangle U_{l_j j_i}(r) dr}{\text{Im} \langle K_{l_j}^i \rangle} \right]^2$$

并有

$$W_{l_j, i}^{(ch)} = W_{l_j j_i}^j \quad (10)$$

与(2)式相比, $T_{\gamma, i}^{(ch)}$ 的一个显著特点是它正比于 T_{ij} (初态关联) 及 S_f (终态关联).

3. RCCIEC 过程. 用完全类似的方法, 得到^[6]

$$T_{\gamma,if}^{(ich)} = \frac{4k_r^3}{3\hbar v'} \langle l'j'J \| D_I \| l_j j_j J_f \rangle (2J_f + 1) S_f \bar{e}^2 |Q_{l'j'l_j j_j}|^2 T_{l'j'}, \quad (11)$$

其中,用带撇的量表示非弹性散射道相应的物理量,

$$Q_{l'j'l_j j_j} = \int_R^\infty r Q_{l'j'(r)} U_{l_j j_j'}(r) dr, \quad (12)$$

$Q_{l'j'(r)}$ 是定义在非弹性散射道中的波函数

$$Q_{l'j'(r)} = \frac{\text{Im}\langle U_{l'j'}^+(r) \rangle}{\text{Im}\langle K_{l'j'}^+ \rangle} + i[\text{Re}\langle U_{l'j'}^+(r) \rangle - \frac{\text{Re}\langle K_{l'j'}^+ \rangle}{\text{Im}\langle K_{l'j'}^+ \rangle} \text{Im}\langle U_{l'j'}^+(r) \rangle].$$

此外,还可以得到 $W_{i,i'}^{(ich)} = W_{i,i'}^l$, 后者是对应中子非弹性散射道的宽度涨落修正因子.

4. 直接-半直接俘获^[5]. 与上述三类过程不同,直接-半直接俘获不经过复合核形成阶段,因此截面公式中不包含中子穿透系数

$$\sigma_{i,i'}^{DSD} = \frac{4}{3} \frac{k_r^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_I \| l_j j_j J_f \rangle (2J_f + 1) S_f \bar{e}^2 |T_D + T_{SD}|^2, \quad (13)$$

其中

$$T_D = \int_R^\infty r \langle U_{l_j}^+(r) \rangle U_{l_j j_j}(r) dr \quad (14)$$

是直接俘获振幅;

$$T_{SD} = \int^\infty r \langle U_{l_j}^+(r) \rangle h(r) U_{l_j j_j}(r) dr \quad (15)$$

是半直接俘获振幅。(15)式中, $h(r)$ 是包含了核子-声子相互作用势及GDR能量共振分母的作用顶角^[5]. 在我们研究的能量范围内,半直接俘获不重要.

5. 总辐射俘获截面. 以上给出的是到某一终态 f 的部份截面. 对终态求和得到相应的总俘获截面

$$\sigma_{nr}^{(st, ch, ich, dsd)} = \sum_f \sigma_{nr,if}^{(st, ch, ich, dsd)}, \quad (16)$$

和光子穿透系数

$$T_\gamma^{(st, ch, ich)} = \sum_f T_{\gamma,if}^{(st, ch, ich)}. \quad (17)$$

总光子穿透系数为

$$T_\gamma = T_\gamma^{(st)} + T_\gamma^{(ch)} + T_\gamma^{(ich)} \quad (18)$$

其中

$$T_\gamma^{(st)} = \sum_f T_{\gamma,if}^{(st)} = \frac{1}{3\pi\hbar^2 c^2} \left[\sum_{i=1}^k (E + B_n - E_i)^2 \sigma_a(E + B_n - E_i) H(J, J_i, 1) + \sum_{\substack{J'=\lfloor J-1 \\ \pi, \pi'=-1}}^{J+1}} \int_{E_c}^{B_n+E} (E + B_n - E')^2 \sigma_a(E + B_n - E') \rho_{A+1}(J', \pi', E') dE' \right] \quad (19)$$

$\rho(J, \pi, E)$ 是能级密度, E_c 是复合核激发能连续区的下限。(18)式中,

$$T_\gamma^{(ch)} = \sum_f T_{\gamma,if}^{(ch)} = \frac{4\pi k_r^3}{3\hbar v k^2} (2l+1)(2j_l+1) \bar{e}^2 S_{l_j j_j} T_{li}$$

$$1) \quad \left[C_{l'j'0}^{l'j'} W(l'j'l'j', \frac{1}{2} 1) \right]^2 \frac{1}{|1 - i\langle K_{l'j'}^l \rangle|^2} \left[\int_R^\infty r \operatorname{Im} \langle U_{l'j'}^{l'j'}(r) \rangle U_{l'j'}(r) dr \right]^2 \quad (20)$$

2) 是复弹性散射道(l, j)中的光子总穿透系数,

$$T_\gamma^{(ich)} = \frac{4\pi k_\gamma^3}{3\hbar v' k^2} (2l' + 1)(2j' + 1) \bar{e}^2 S_{l'j'}^{l'j'} T_{l'j'} \\ \left[C_{l'j'0}^{l'j'} W(l'j'l'j', \frac{1}{2} 1) \right]^2 |Q_{l'j'}^{l'j'}|^2 \quad (21)$$

是复合核非弹性散射道(l', j')中的光子总穿透系数。以上两式中, C' 是角动量耦合系数, W' 是 Racah 系数。在上两式的推导中, 忽略了包含有(l_f, j_f)组态的不同终态在能量上的差别。 $S_{l'j'} = \sum_{f(l_f, j_f)} s_f$ 是总谱因子。

3) 非统计俘获总截面为

$$\sigma_{nr}^{(non)} = \sigma_{nr}^{(ch)} + \sigma_{nr}^{(ich)} + \sigma_{nr}^{(d,d)}. \quad (22)$$

总俘获截面为

$$\sigma_{nr} = \sigma_{nr}^{(non)} + \sigma_{nr}^{(el)}. \quad (23)$$

非统计贡献的部份比为

$$R = \frac{\sigma_{nr}^{(non)}}{\sigma_{nr}}. \quad (24)$$

三、数值计算

应用上述公式, 在中子能量小于 3MeV 的共振区, 对 13 个核中子核素: ^{40}Ca 、 ^{48}Ti 、 ^{52}Cr 、 ^{56}Fe 、 ^{64}Ni 、 ^{74}Ge 、 ^{41}K 、 ^{45}Sc 、 ^{51}V 、 ^{55}Mn 、 ^{59}Co 、 ^{65}Cu 、 ^{75}As 、计算了平均辐射俘获截面, 非统计贡献的部份比, 和中子引起的 γ 能谱等。

计算中采用普适的光学势阱^[9]计算中子穿透系数和散射波函数, 并应用上述势阱的实部计算单粒子束缚态的本征能量和本征函数。若计算的能级本征值与实验测的单粒子态的重心偏离时, 对位阱实部作适当地调整。能级密度采用 Gilbert-Cameron 公式^[10]和 Cook 的参数^[11]。GDR 参数尽量直接采用实验值。若实验值不够时, 应用普适公式给出初始值, 再根据计算的截面与实验值比较进行调整。低激发态分立能级参数及其(d, p)谱因子直接取自编评值^[12]。

计算的过程是: 首先应用上述参数计算一些有足够实验值的截面如中子总截面、弹性散射及非弹性散射截面、辐射俘获截面, 调整参数以达到与实验值较好的符合。再在此基础上计算一些对非统计效应敏感的物理量, 如非统计贡献的部份比、产生的 γ 能谱等。

图 1 和图 2 分别给出当 $E = 0.1\text{MeV}$ 和 1.0MeV 时对偶-偶核和奇-偶核计算的非统计俘获截面, 图 3 和图 4 是相应的非统计部份比。图中联接相邻核素的直线是人为的, 其作用仅仅是为了使结果更为清晰。由图可见, 对于 3s 区的偶中子核素, 其非统计部份比最多为 30%。在这一能区起作用的诸多非统计过程中, RCCEC 是最主要的, 其贡献((9)

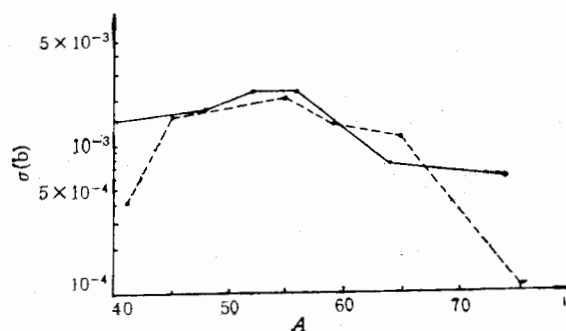


图1 $3s$ 区 13 个偶中子靶核非统计中子俘获截面的计算值。中子能量 0.1MeV, 实线联接偶-偶靶核的数据, 虚线联接奇 A 靶核的数据

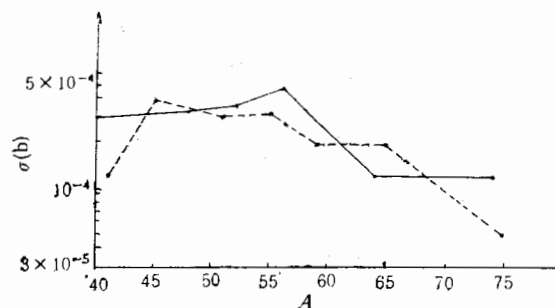


图2 与图1同, 中子能量 1.0MeV

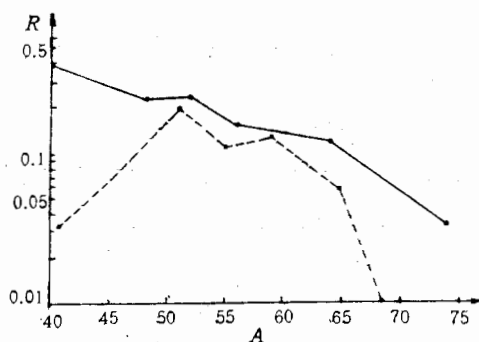


图3 $3s$ 区 13 个偶中子靶核的非统计俘获截面的部分比, 中子能量 0.1MeV, 其它说明同图1

式)正比于中子穿透系数(因而中子强度函数)和终态的(d, p)谱因子。图5示在这一质量区的 p 波 (d, p) 谱因子值。比较图1—4和图5以及在这一质量区的 s 波中子强度函数值^[13] 可以看到, 非统计截面和部分比与谱因子和中子强度函数之间存在正关联。图6给出当 $E_n = 1\text{MeV}$ 时在靶核 ^{55}Mn 上产生的 γ 能谱理论与实验的比较。实验值取自中国核数据中心。如前所述, 统计理论给出的 γ 能谱的高能端一般都较实验值偏小, 呈指数减小的趋势, 而非统计过程的贡献大多是高能 γ 光子。因此, 即令部份比为 20% 的非统

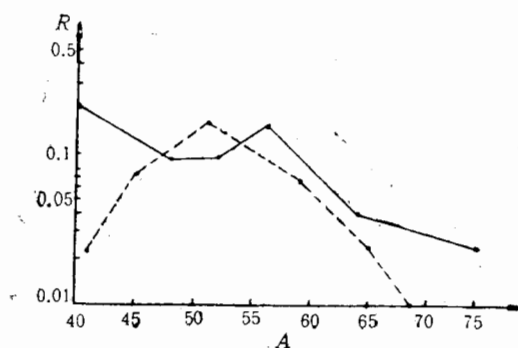


图4 说明同图3,中子能量 1.0MeV

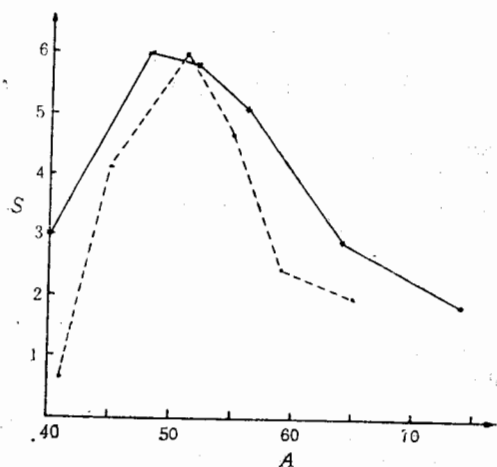


图5 $3s$ 区 13 个偶中子靶核、 (n, γ) 反应复核的 p 波总谱因子 $S = 2 \times S_{11,2} + 4 \times S_{13/2}$. 实线联接偶-偶靶核数据, 虚线联接奇 A 靶核数据

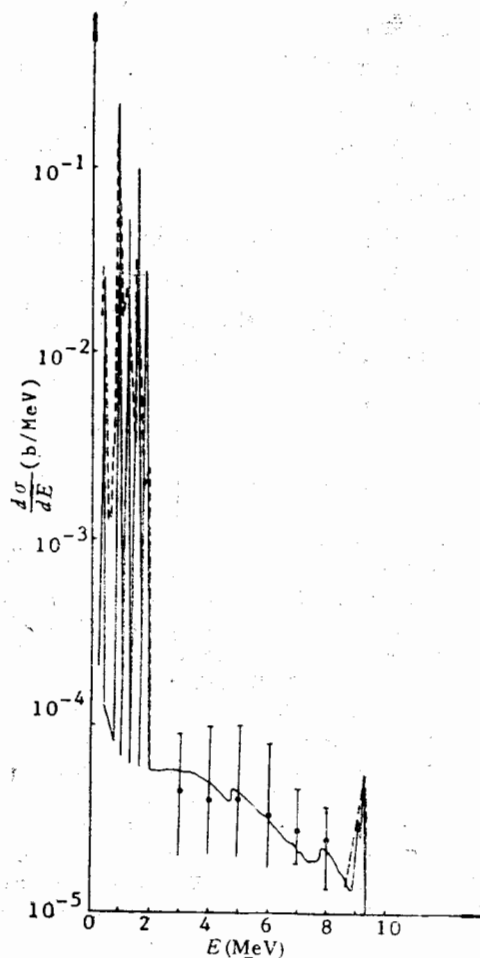


图6 中子-核反应 γ 能谱的实验与理论比较
靶核 ^{55}Mn , 中子能量 1.0MeV, $\theta = 125^\circ$, 实线是计算值, 虚线及 ∇ 示测量值

计效应也会对 γ 能谱的高端产生很显著的影响。

四、结 论

1. 研究了质量在 40—70 区间 13 个偶中子核素的中子辐射俘获截面。中子能量范围为 10keV—3MeV。结果表明, 当同时考虑到统计和非统计过程的贡献, 其中非统计过程包括复合核弹性散射道与非弹性散射道中的辐射俘获和直接-半直接俘获, 可以得到与实验值相符的 (n, γ) 反应截面值。计算中所使用的光学位阱参数, GDR 参数, 能级密度参数都是在普适参数基础上仅略作调整得到的。

2. 在这一中子能区, 上述的四种非统计过程中, 以 RCCEC 的贡献最为重要。

3. 在所考虑的质量区和能量区间, 非统计过程所占的部份比最大可达到约 30%。这一数值远远小于 $2p$ 质量区核素的部份比^[7]。当质量数超出 $3s$ 区范围 ($A > 65$), 非统计

部份比还要减少。

4. 没有观察到(质子)奇-偶性引起的明显的差异,即偶-偶靶核与奇(质子)-偶(中子)靶核都呈现出相类似的非统计效应。

5. 计算的非统计截面与 s 波中子强度函数及复核基态附近的 (d, p) 谱因子之间存在着明显的正关联。

6. 非统计过程主要贡献高能 γ 光子,因此当非统计贡献的部份比在 20% 以上时,就可能对计算的 γ 能谱的高能端产生明显的影响,使之更符合实验观测值。

这一研究得到国家自然科学基金资助(1870106),核数据中心资助,和国际原子能机构(IAEA)资助(5234/RB)。

参 考 文 献

- [1] Y. K. Ho, J. F. Liu and C. Coceva, Nucl. Data for Science and Technology (MITO, Japan) (1988), p. 703.
- [2] B. J. Allen and A. R. de L. Musgrave, *Advances in Nucl. Phys.*, Vol. 10(Plenum, New York) (1978), p. 129.
- [3] S. Raman et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 18 and references therein.
- [4] Y. K. Ho and M. A. Lone, *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 1.
- [5] I. Bergqvist, Neutron Radiative Capture, Edited by R. E. Chrien, Pergamon Press, (1984), p. 33.
- [6] F. J. Liu, Y. K. Ho and M. A. Lone, Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, AIP Conf. Proc. No. 125, Knoxville, (1985), p. 551.
- [7] Y. K. Ho, Z. S. Yuan and Y. Mi, *Phys. Rev.*, **C39**(1989), 5.
- [8] D. G. Gardner, *ibid* 5, (1984), p. 62, and references therein.
- [9] F. D. Becchetti and G. W. Greenless, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 1190.
- [10] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**(1965), 1446.
- [11] J. L. Cook et al., *Aust. J. Phys.*, **20**(1967), 477.
- [12] D. I. Garber and R. R. Kinsey, Neutron Cross Sections, Vol. 2, Curves (BNL 325) 1976.
- [13] S. F. Mughabghab, et al., Neutron Cross Sections, Vol. 1(Academic, New York) 1981.

CORRELATION EFFECT IN PHOTON TRANSMISSION COEFFICIENTS FOR $A=40-70$ EVEN-NEUTRON NUCLIDES

LIU JINGFENG

(Physics Department, Zhengzhou University, Honan)

HUO YUKUN YUAN ZHUSHU

(Nuclear Science Department, Fudan University, Shanghai)

ABSTRACT

An expression for photon transmission coefficients in the resonance regions was given. The radiative neutron capture, which consists of both the statistical and nonstatistical contributions, for thirteen even-neutron nuclides in the $3s$ mass region were investigated in the resonance energy range less than 3MeV.