

低能中子的俘获 γ 射线能谱¹⁾

霍 裕 昆
(郑州大学)

摘 要

给出了计算共振区平均中子俘获 γ 能谱的方案。主要考虑了三种反应机制:统计过程、位阱俘获与复弹性道中的俘获^[1]。具体计算了 $3s$ 共振区几个核素 ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn 的热中子俘获 γ 能谱和 γ 光子多重数。结果表明,包括了复弹性道中的俘获这一过程后,理论与实验的符合得到明显的改善,特别是对能谱的高能端。

一、引 言

中子辐射俘获的研究仍然是当前核物理中比较活跃的一个领域,它是研究核的高激发态的有效手段,同时还发现这里存在着较丰富的反应机制^[2],吸引人们去探索。其中,热中子(或低能中子)俘获 γ 谱一直是理论解释的难点之一。实验上很早就发现在能谱的高端有一些很强的谱线^[3],这是一些首次跃迁谱线,其强度远超过统计理论预言的数值,而且存在终态关联现象,即能级的约化中子宽度愈大,到达这个态的跃迁强度愈大。Lane与Lynn^[4]提出的直接作用(或称位阱俘获)虽然定性上符合上述特征,但定量相差甚远。统计理论碰到的另一困难是计算得到的 γ 光子多重数太大,理论计算的低能光子过多。

在前面的工作^[5]中我们指出,还存在着一种很重要的反应机制:入射中子与靶核形成复合核后,复核首先衰变在弹性道上,复弹性波在剩余核的外区通过长程的电磁作用被重新俘获而发射 γ 光子。初步的数值计算结果表明^[5],至少在某些核素区(如中子强度函数的 $3s$, $3p$, $4s$ 共振区),其贡献远大于位阱俘获。这从物理上是容易理解的,因为低能中子引起的核反应中,复弹性散射截面远大于形状弹性散射截面,而且俘获主要都发生在核的外区。

在这一基础上,我们给出了一个计算低能中子引起的辐射俘获 γ 能谱和 γ 光子多重数的方案,如图1所示。一共考虑了三种反应机制的贡献:形状弹性散射波在核外区被俘获而发射 γ 光子的过程(图1 γ 光子①),这也就是Lane与Lynn的位阱俘获过程;复弹性波在核外区被俘获而发射 γ 光子②;复合核直接通过发射 γ 光子③而退激。③与②的区别在于不经过复弹性道这一中间过程,光子直接由复合核内区发出,是由复合系的

本文1981年3月9日收到。

1) 本文的数值计算工作,半统计理论程序是黄委会计算室辛国荣同志完成,单粒子过程程序由郑州大学齐铁山、潘正瑛和作者共同完成。

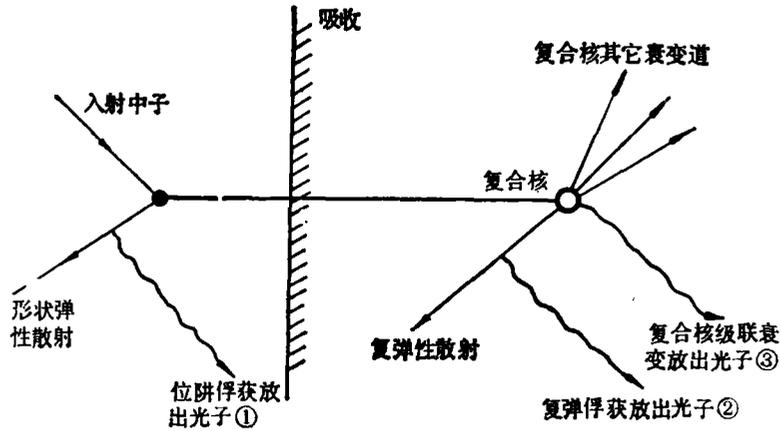


图 1

内区波函数贡献得到,从微观结构的角度,主要是由复合系波函数中多准粒子组态贡献得到,多准粒子组态的退激必定是一种级联过程,如

$$\begin{aligned}
 5Q &\begin{cases} \rightarrow 3Q + \gamma \rightarrow 1Q + 2\gamma \dots \\ \rightarrow 5Q + \gamma \rightarrow 3Q + 2\gamma \dots \end{cases}
 \end{aligned}$$

其中, nQ 示 n 个准粒子组态,由于级联过程的多样性,每一个能级被激发的几率只有统计的意义,失去了单次跃迁过程中可能出现的非统计的选择性与相关性,因此是一种统计过程. ① 与 ② 统称为单粒子过程,它们是一种非统计过程,存在终态关联现象.

本文的第二、三节将分别讨论统计过程与单粒子过程的计算. 第四节将用这一模型对中子强度函数 $3s$ 共振区的几个核素 ^{51}V , ^{52}Cr , ^{55}Mn 的热中子俘获 γ 谱和光子多重数进行计算,并与实验编评结果进行比较. 我们将着重考察包括了复弹性道中的俘获过程后,理论与实验符合情况的改善.

二、统计过程

统计过程是一种级联过程,我们用一种半统计理论^[5]描述,其要点是:设靶核质量数为 A ,复合系的最大激发能为 E_m (对中子俘获反应, $E_m = E_n + B_n$, B_n 是中子结合能, E_n 是质心系动能), $0-E_m$ 区间的激发能级用 E_s 分为两区, $0-E_s$ 区间是一些分立的能级,设包括基态在内共有 $N+1$ 条能级,其激发能分别为 E_i ($i = 0, 1 \dots N, E_0 = 0$); E_s-E_m 区间是连续区,用能级密度描写,本文用 Gilbert-Cameron 公式^[6]

$$\rho(E) = \begin{cases} \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E-E_0}{T}\right), & E \leq E_s \\ \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2}\sigma a^{3/4}U^{5/4}}, & E > E_s \end{cases} \quad (1)$$

公式符号的含意同原文.

跃迁可分为三类:连续区之间的跃迁;连续区到分立区的跃迁;分立区之间的跃迁.

问题的关键在于确定两个能级之间的跃迁分枝比。半统计理论的特点在于分立能级之间的跃迁分枝比直接使用实验编评值,连续区之间和连续区到分立区的跃迁分枝比设只与始终态间的能量差 $(E' - E)$ 有关。按照 Brink-Axel^[7] 巨偶极共振模型,跃迁分枝比正比于

$$g(E' - E) = \sum_{g=1}^2 \frac{\sigma_g^{(0)}(E' - E)\Gamma_g^2}{[E_g^2 - (E' - E)^2]^2 + \Gamma_g^2(E' - E)^2}, \quad (2)$$

(对球形核只需考虑一个共振峰) $\sigma_g^{(0)}$, E_g , Γ_g 分别是每个共振峰的分截面、能量位置和宽度。

定义能级占有密度的分布函数

$$R(E) = R_c(E) + \sum_{i=1}^N r_i \delta(E - E_i), \quad (3)$$

$R_c(E)dE$ 是在连续区 $E - E + dE$ 激发能间隔在级联退激过程中被激发的次数, r_i 是第 i 条分立能级在级联退激过程中被激发的次数。 $R_c(E)$ 满足的积分方程是

$$R_c(E) = S(E_m, E) + \int_E^{E_m} R_c(E')S(E', E)dE', \quad (4)$$

式中

$$S(E', E) = f(E')g(E' - E)\rho(E) \quad (5)$$

是跃迁分枝比函数,

$$f(E') = \left[\int_{E_c}^{E'} g(E' - E)\rho(E)dE + \sum_{i=0}^N g(E' - E_i) \right]^{-1} \quad (6)$$

是归一化函数。得到 $R_c(E)$ 后,就可以通过求解线性代数方程组求到 r_i

$$r_i = f(E_m)g(E_m - E_i) + \int_{E_c}^{E_m} R_c(E)f(E)g(E - E_i)dE + \sum_{j=i+1}^N r_j g_{ji} \quad (7)$$

$$(i = 1 \cdots N),$$

式中,第一项是首次跃迁的贡献,第二项是连续区到分立能级跃迁的贡献,第三项是分立能级之间跃迁的贡献, g_{ji} 是由能级 j 到能级 i 的跃迁分枝比。

知道了 $R(E)$ 后就可以求统计过程的 γ 能谱,它由三部份组成,第一部份是连续谱

$$\nu(E_\gamma) = K_0 \left[S(E_m, E_m - E_\gamma) + \int_E^{E_m} R_c(E)S(E, E - E_\gamma)dE + \sum_{i=0}^N R_c(E_i + E_\gamma)f(E_i + E_\gamma)g(E_\gamma) \right], \quad (8)$$

$\nu(E_\gamma)dE_\gamma$ 是能量在 $E_\gamma - E_\gamma + dE_\gamma$ 间隔的光子数。(8)式第一项是首次跃迁(到连续区)的贡献,第二项是连续区之间跃迁的贡献,第三项是连续区到分立区跃迁的贡献。 K_0 是归一化常数,后面将专门讨论。第二部份是一些分立的谱线来自到分立能级首次跃迁的贡献,其中到第 i 条能级的光子能量是 $E_m - E_i$, 光子数是 $K_0 f(E_m)g(E_m - E_i)$ 。第三部份也是一些分立的谱线,来自分立能级之间跃迁的贡献,从能级 j 到 i 之间跃迁的光子能量是 $E_j - E_i$, 光子数是 $K_0 r_j g_{ji}$ 。

γ 光子多重数是

$$N_\gamma = \int_0^{E_m} \frac{\nu(E_\gamma)}{K_0} dE_\gamma + \sum_{i=0}^N f(E_m)g(E_m - E_i) + \sum_{j=1}^N \sum_{i=0}^{j-1} r_{ij}g_{ij}, \quad (9)$$

因为要求最后得到的 γ 能谱是归一的 (积分面积为 1), 则归一常数是

$$K_0 = \left[N_\gamma \frac{\sigma_{n\gamma}^{(c)} + \sigma_{n\gamma}^{(p)}}{\sigma_{n\gamma}^{(c)}} \right]^{-1}, \quad (10)$$

式中 $\sigma_{n\gamma}^{(c)}$ 是统计过程对 (n, γ) 反应截面的贡献

$$\sigma_{n\gamma}^{(c)} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{IJ} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} T_{Ij} \frac{T_\gamma^{J\pi}}{T^{J\pi}}, \quad (11)$$

式中, k 是中子波数, I 示靶核自旋, T_{Ij} 是入射中子的穿透系数, $T^{J\pi}$ 是总的穿透系数, $T_\gamma^{J\pi}$ 是 γ 光子的穿透系数. $\sigma_{n\gamma}^{(p)}$ 是单粒子过程对 (n, γ) 反应截面的贡献, 将在下一节中给出.

三、单粒子过程

单粒子过程包括位阱俘获与复弹性道中俘获两项, 设终态是一单粒子组态 (l_{jj}) , 则俘获截面是^[1]

$$\sigma_{n\gamma, l_{jj}}^{(p)} = \frac{4}{3} k_\gamma^3 \frac{1}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_{IJ} \frac{(2I+1)(2J+1)(2j+1)}{2(2I+1)} \times [C_{l_{jj}0}^{l_{jj}0} W(l_{jj}l_{jj}, 1/2 1)]^2 \bar{\epsilon}^2 [R^{(c)J}_{ll_{jj}} + R^{(e)J}_{ll_{jj}}], \quad (12)$$

式中, k_γ 是发射的 γ 光子波数, v 是中子速度, $\bar{\epsilon} = -\frac{Z}{A} e_0$ 是电偶极跃迁的中子有效电荷, $C_{l_{jj}0}^{l_{jj}0}$ 是角动量耦合系数, $W(l_{jj}l_{jj}, 1/2 1)$ 是 Racha 系数, I 是靶核自旋,

$$\begin{aligned} R^{(c)J}_{ll_{jj}} &= |P_{l_{jj}} - \langle S_{l_{jj}}^J \rangle Q_{l_{jj}}|^2, \\ R^{(e)J}_{ll_{jj}} &= \langle |\Delta S_{l_{jj}}^J|^2 \rangle |Q_{l_{jj}}|^2, \end{aligned} \quad (13)$$

$P_{l_{jj}}$ 与 $Q_{l_{jj}}$ 分别是入射波与出射波和终态单粒子波函数的径向重叠积分,

$$\begin{aligned} P_{l_{jj}} &= \int_R^\infty r P_{l_{jj}}(kr) u_{l_{jj}} dr, \\ Q_{l_{jj}} &= \int_R^\infty r Q_{l_{jj}}(kr) u_{l_{jj}} dr, \end{aligned} \quad (14)$$

(14) 式中积分自核半径 R 始计, 表示仅考虑发生在核外区的俘获, $\langle S_{l_{jj}}^J \rangle$ 是光学模型计算的 S 矩阵元 (即平均 S 矩阵元),

$$\langle |\Delta S_{l_{jj}}^J|^2 \rangle = T_{l_{jj}} \sum_{\nu\nu'} \frac{T_{\nu\nu'}}{T^{J\pi}} W_{l_{jj}}^{J\nu\nu'} \quad (15)$$

表征 S 矩阵元随能量的涨落, (15) 式中 $W_{l_{jj}}^{J\nu\nu'}$ 是宽度涨落修正因子.

(12) 式中 $R^{(c)J}_{ll_{jj}}$ 对应位阱俘获过程, $R^{(e)J}_{ll_{jj}}$ 对应复弹性道中的俘获过程.

对各种可能的单粒子束缚组态求和, 得到总的单粒子俘获过程截面

$$\sigma_{n\gamma}^{(p)} = \sum_{l_{jj}} \sigma_{n\gamma, l_{jj}}^{(p)}. \quad (16)$$

中子被俘获到单粒子态 (l_{jj}) 而发射的 γ 光子能量是 $E_n + B_{l_{jj}}$, $B_{l_{jj}}$ 是单粒子态束缚

能,在归一化的谱中,这条谱线的强度(面积)是 $\frac{\sigma_{n\gamma}^{(p)}(l, j)}{\sigma_{n\gamma}^{(p)} + \sigma_{n\gamma}^{(e)}}$. 根据中间耦合模型,这么一个纯的单粒子组态不可能完全集中在一条实际的能级上,而是分布在宽度约 1 MeV 的范围内,因此对应的谱线宽度取为 (0.5—1) MeV.

四、热中子俘获 γ 谱

用上述模型计算了中子强度函数 $3s$ 共振区几个核素的热中子俘获 γ 谱及 γ 光子多重数,并与 UCRL 的实验编评数据进行了比较. 对于每一个核素分别计算了包括与不包括复弹性道中俘获过程的贡献两种情况,以便考察包括了这一过程后理论结果的改善.

计算中光学模型的参数全部用 B-G^[6] 一文给出的普适参数. 在计算单粒子束缚态时,首先用 B-G^[6] 位阱的实部(取 $E = 0$) 进行计算,再根据实验上测得的单粒子态位置(通过 (d, p) 反应确定的中子约化宽度的分布)对参数略作调整. 在 $3s$ 共振区,束缚的单粒子激发组态只可能有四个: (1, 3/2)、(1, 1/2)、(3, 7/2)、(3, 5/2). 对于低能中子,被俘获到 (3, 7/2)、(3, 5/2) 态的单粒子过程截面很小,因此只需要考虑俘获到 (1, 3/2)、(1, 1/2) 态的单粒子过程.

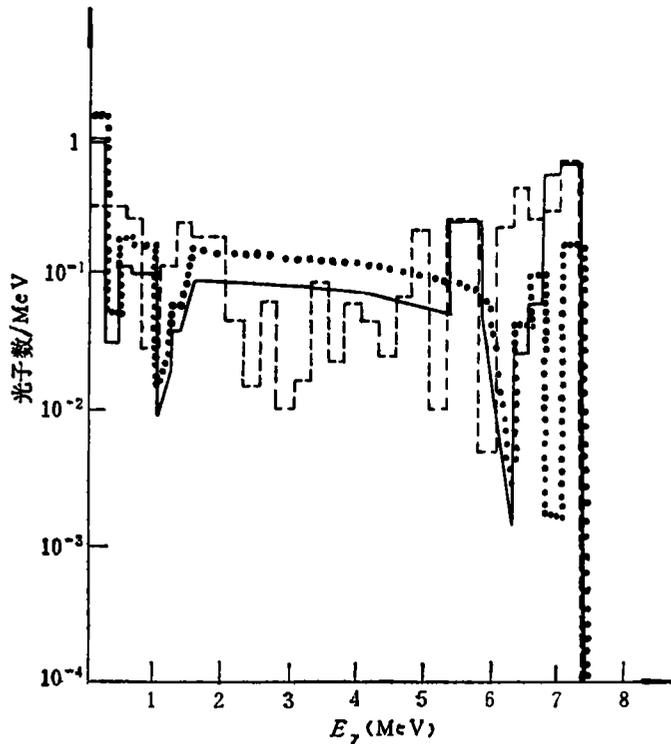


图2 ^{51}V 热中子俘获 γ 谱

- 计算值,考虑复弹性道中俘获
-计算值,未考虑复弹性道中俘获
- 编评值

1. ^{51}V 的热中子俘获 γ 谱

$^{51}\text{V}_{28}$ 是中子满壳核. 计算统计过程用到的 ^{51}V 的低激发能级结构和跃迁分枝比引自 [9], 取 $E_c = 1.5 \text{ MeV}$, $N = 6$. 在作能谱时, 分立区之间的跃迁以每 0.2 MeV 为一统计单元进行累加, 到分立能级的首次跃迁 γ 射线以 0.25 MeV 为一统计单元进行累加.

实验上^[9]通过 (d, p) 反应确定 ^{51}V 能级的约化中子宽度 ($l = 1$) 主要分布在基态及 1.56 MeV 激发能附近, 对应的俘获 γ 光子能量约为 7 MeV 和 5.5 MeV (^{51}V 的中子结合能为 7.304 MeV). 如果用 B-G 参数^[8] ($V = -53.95 \text{ MeV}$, $V_s = -6.2 \text{ MeV}$) 计算得到两个单粒子态束缚能偏小, 如果取参数 $V = -55.2 \text{ MeV}$, $V_s = -6 \text{ MeV}$, 得到 $(1, 3/2)$ 、 $(1, 1/2)$ 单粒子态的束缚能分别是 7 MeV , 5.5 MeV . 这两条谱线的宽度都取为 0.5 MeV . 计算得到的 ^{51}V 热中子俘获谱见图 2, 多重数见表 1. 作为比较, 同时给出了 UCRL 的实验编评值.

2. ^{55}Mn 热中子俘获 γ 谱

计算统计过程所用的 ^{55}Mn 低激发能级结构及跃迁分枝比引自 [10], 取 $E_c = 0.15 \text{ MeV}$, $N = 2$. 分立能级之间的跃迁及到分立能级的首次跃迁都只取一个能量单元累加, 分别是 $0-0.15 \text{ (MeV)}$ 、 $7-7.27 \text{ (MeV)}$.

实验上从 $^{55}\text{Mn}(d, p)$ 反应^[10]定出 ^{55}Mn 能级的中子约化宽度 ($l = 1$) 分布在基态和

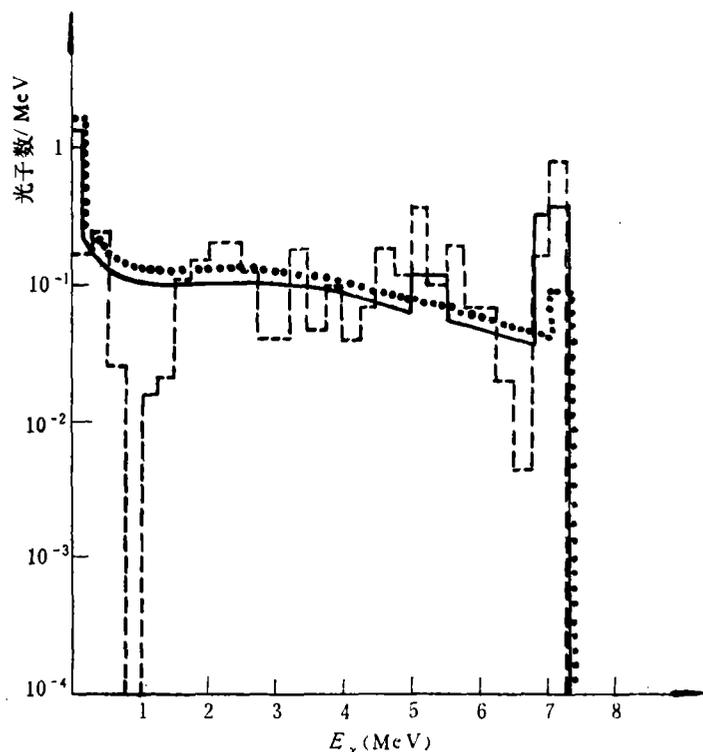


图 3 ^{55}Mn 热中子俘获 γ 谱

- 计算值, 考虑复弹性道中俘获
- 计算值, 未考虑复弹性道中俘获
- 编评值

2.26MeV 激发能附近, 对应的 γ 光子能量约为 7 MeV 和 5 MeV (^{55}Mn 的中子结合能为 7.27 MeV). 直接用 B-G 参数 ($V = -54.1\text{MeV}$, $V_s = -6.2\text{MeV}$) 计算得到的单粒子束缚态束缚能偏大, 参数取 $V = -53\text{MeV}$, $V_s = -6\text{MeV}$ 可以得到实验值. 两条谱线的宽度都取为 0.5MeV. 计算得到的 ^{55}Mn 热中子俘获谱见图 3, 多重数见表 1. 同时给出了 UCRL 的实验编评值供比较.

3. ^{52}Cr 的热中子俘获 γ 谱

^{52}Cr 是中子满壳核. 计算统计过程用到的 ^{52}Cr 低激发能级结构及跃迁分枝比引自 [11], 取 $E_c = 1.7\text{MeV}$, $N = 5$.

实验上由 $^{52}\text{Cr}(d, p)$ 反应^[11]定出 ^{52}Cr 能级的单中子约化宽度 ($l = 1$) 主要分布在基态及激发能 2.3MeV 附近, 对应的俘获光子能量约为 7.5—8(MeV) 和 5.7MeV. 在作 γ 谱时, 到 $(1, 3/2)$ 态的单粒子跃迁强度分配在 7.25—7.5 (MeV) 和 7.75—8 (MeV) 两个能量区, 到 $(1, 1/2)$ 态跃迁的谱线宽取为 5.5—6 (MeV). 计算得到的 γ 谱见图 4, 多重数见表 1.

我们只有天然 Cr 的 UCRL 实验编评值, 为此, 切除其中明显是属于 $^{52}\text{Cr}(n, \gamma)$ 的贡献 ($E_\gamma > 8\text{MeV}$ 和 7—7.25 (MeV) 区间, 在这两个能区不可能有 $^{52}\text{Cr}(n, \gamma)$ 的贡献, 再重新归一化. 因为天然 Cr 中 ^{52}Cr 的丰度是 84%, 这么处理引起的误差估计不会太大, 作为参考, 图 4 上给出了处理后的谱.

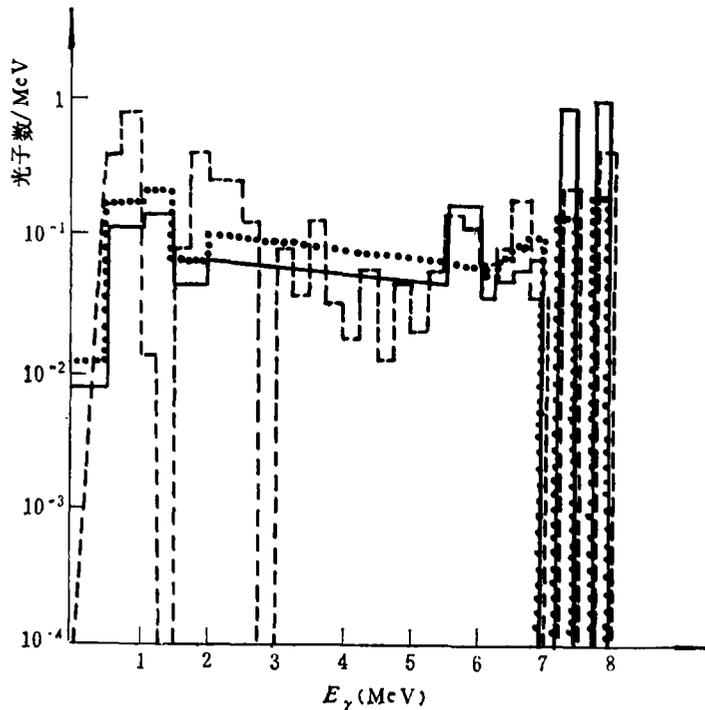


图 4 ^{52}Cr 热中子俘获 γ 谱

- 计算值, 考虑复弹性道中俘获
- 计算值, 未考虑复弹性道中俘获
- 编评值

表 1 热中子俘获反应的 γ 光子多重数

核 素	计算值(未考虑复弹性道中的俘获)	计算值(考虑复弹性道中的俘获)	UCRL 的实验编评值
^{51}V	3.047	2.26	1.81
^{55}Mn	3.159	2.72	1.7
^{52}Cr	2.22	1.637	1.87

通过比较可以看到

(i) 如果不考虑复弹性道中的辐射俘获过程, 只考虑统计过程与位阱俘获, 则在合理的参数范围内都不可能得到与实验相近的 γ 能谱, 特别是能谱的高能端有数量级的差别。

(ii) 考虑了复弹性道中的辐射俘获过程后, 理论与实验的符合得到明显的改善, 理论计算可以给出实验 γ 能谱高能端的一些主要峰, 并且数量级是对的。在计算中没有引入任何新的可调参数。

(iii) 多重数的计算在考虑了复弹性道中的辐射俘获过程后也与实验值靠近了。

参 考 文 献

- [1] 霍裕昆等, 复弹性道中的辐射俘获过程, “原子核物理”待发表。
- [2] Proc. 3rd Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, (Edited by R. E. Chrien), 1978.
Proc. 2nd Int. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy And Related Topics, Petton (1974).
- [3] L. V. Groshev et al., *Nucl. Phys.*, 16(1960), 645; 657.
- [4] A. M. Lane, *Nucl. Phys.*, 11(1959), 625; 646.
J. E. Lynn, *The Theory of Neutron Resonance Reaction*, Clarendon Press, Oxford, England, 1968.
- [5] E. S. Troubetzkoy, *Phys. Rev.*, 122(1961), 212.
- [6] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 43(1965), 1446.
J. L. Cook et al., *Australian J. of Phys.*, 20(1967), 477.
- [7] P. Axel, *Phys. Rev.*, 126(1962), 671.
- [8] F. D. Becchetti, G. W. Greenless, *Phys. Rev.*, 182(1969), 1190.
- [9] J. R. Beene, *Nucl. Data Sheets*, 25(1978), 235.
- [10] B. L. Auble, *Nucl. Data Sheets*, 20(1977), 253.
- [11] B. L. Auble, *Nucl. Data Sheets*, 21(1977), 323.

NEUTRON CAPTURE GAMMA RAY SPECTRA AT LOW ENERGY

HO YU-KUN

(*Physics Department, Zhengzhou University*)

ABSTRACT

A model to calculate the neutron induced radiative capture spectra in the resonance region is proposed. Three reaction mechanisms has been taken into account, i.e. statistical processes, potential capture and the capture in the compound elastic channel^[1]. The thermal neutron capture spectra and multiple numbers of photon for some nuclei in the $3s$ resonance region: ^{51}V , ^{55}Mn , ^{54}Cr etc. are calculated. It is shown that the including of the radiative capture in the compound elastic channel will improve obviously the coincidence of the theoretical calculations with the experiments, especially in the high energy parts of the spectra.