

快报

在轻核区核反应中的强非统计效应*

霍裕昆 袁竹书 文咏

(复旦大学物理二系)

刘建峰

(郑州大学物理系)

摘要

本文研究 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ 和 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ 反应的非统计效应。考察的中子能量范围为热能至 2MeV。所研究的非统计过程在低能区(热中子至第一共振前)包括位阱俘获、价俘获、以及两者的干涉; 在共振区、研究对能量平均的截面)包括直接-半直接俘获, 复弹性散射道及复非弹性散射道的俘获。计算结果表明, 与中重质量核相比, 这两个核的非统计效应在总的 (n, γ) 截面中所占的比例特别高: 在热中子能量范围约为 50%; 在共振区约 80%。本文指出, 这一现象是与实验上观测到的关联系数相一致的。

研究 (n, γ) 反应过程中非统计效应所占的比例是一项有意义的工作, 它有助于建立描述 (n, γ) 反应的统一理论^[1], 并对辐照损伤、屏蔽等问题有实际应用价值。已有的研究表明, 在中子强度函数 $3s$ 和 $3p$ 共振区, 非统计效应最大可占总 (n, γ) 截面的 30%^[2,3]; 对于重核例如 $4s$ 区, 实验数据的分析变得十分困难^[4]。对 $2p$ 区尚没有系统的研究, 但有迹象表明, 这一区可能有更强的非统计效应。例如, 在轻核区实验观察到很强的关联现象^[2,5]; 理论分析表明, 某些轻核的热中子辐射俘获截面几乎全部可用道俘获过程来解释^[6,7,8]。本文讨论 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ 和 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ 反应的非统计效应, 这两个核素都处于 $2p$ 区。研究的能量范围为热能至 2MeV。

迄今已提出了很多种 (n, γ) 过程的非统计反应机制^[1]。以下分别就低能区(热中子至第一共振前)和高能区(共振区, 研究对共振平均的截面)给出所涉及的非统计和统计过程计算截面的公式。有关公式的细节可参看所引原文。

1. 低能区的非统计过程包括位阱俘获、价俘获^[2]、以及两者的干涉效应^[7], 统称为道辐射俘获, 其部份截面为^[9,10]

$$\sigma_{l_i, j}^{(L, \text{Non})} = \frac{4}{3} \frac{k_i^3}{\hbar v} \frac{\pi}{k^2} \sum_J \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} (l_i j | D_i | l_i j_i J_i) \\ (2J_i + 1) S_j \bar{e}^2 \frac{4}{|1 - i\langle K_i^J \rangle|^2} \left| \int_R^\infty r U_{i_i}^{+J}(r) U_{l_i j_i}(r) dr \right|^2. \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助项目(1870106), IAEA 协作项目(5234/RB).
本文 1988 年 8 月 25 日收到

式中, (D_i) 是自旋-角度的约化矩阵元, $\bar{e} = -\frac{Z}{A}e$ 是 $E1$ 跃迁的中子有效电荷, S_f 是终态的 (d, p) 谱因子, $\langle K_{if}^J \rangle$ 是光学模型反应矩阵元, $U_{l_{if}}(r)$ 是终态单粒子径向波函数

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

是道波函数^[9], λ 示近共振能级.

2. 低能区统计过程对 (n, γ) 截面的贡献来自复合核共振截面的余伸

$$\sigma_{n\gamma}^{(L,St)} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\lambda} \frac{2J_\lambda + 1}{2(2I + 1)} \frac{\Gamma_{n\lambda}\Gamma_{\gamma\lambda}}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_\lambda^2}. \quad (3)$$

3. 高能(共振)区, 我们计算的是对共振平均的截面, 需要考虑的非统计过程包括直接俘获, 复弹性散射道^[9]及复非弹性散射道^[11]的辐射俘获. 前两者之和称为平均道辐射俘获, 其截面公式为^[9]

$$\langle \sigma_{n\gamma, f}^{c,h} \rangle = \frac{4}{3} \frac{\pi}{k^2} \frac{k_r^3}{\hbar v} \sum_{ij} \frac{2J + 1}{2(2I + 1)} (ljJ | D_l | l_{if} J_f) \cdot (2J_f + 1) s_f \bar{e}^2 (R_{l_{if}}^{J(P)} + R_{l_{if}}^{J(O)}). \quad (4)$$

式中

$$R_{l_{if}}^{J(P)} = \frac{4}{|1 - i\langle K_{if}^J \rangle|^2} \left| \int_0^\infty r \langle U_{if}^{+J}(r) \rangle U_{l_{if}}(r) dr \right|^2 \quad (5)$$

对应直接俘获,

$$R_{l_{if}}^{J(O)} = \langle |\Delta S_{if}^J|^2 \rangle \left| \int_0^\infty r Q_{l_{if}}(r) U_{l_{if}}(r) dr \right|^2 \quad (6)$$

对应复弹性散射道的辐射俘获, $\langle |\Delta S_{if}^J|^2 \rangle$ 是 S 矩阵元的平方平均涨落.

复合核非弹性散射道的俘获截面是^[11]

$$\langle \sigma_{n\gamma, f}^{i,c,h} \rangle = \frac{4}{3} \frac{\pi}{k^2} \frac{k_r^3}{\hbar v'} \sum_{ij\nu j'} \frac{2J + 1}{2(2I + 1)} (l' j' J | D_l | l_{if} J_f) \cdot (2J_f + 1) s_f' \bar{e}^2 |Q_{l' j' l_{if}}^J|^2 \frac{T_{l_j} T_{\nu j'}}{T^J} W_{l_{if}}^J, \quad (7)$$

式中用带撇的量表示非弹性道中的物理量, $Q_{l' j' l_{if}}^J$ 是包含了定义在非弹性散射道波函数 $Q_{l' j'}^J(r)$ 的径向积分. 对于轻核在所研究的能区, 半直接俘获^[12]是不重要的. 共振区总的非统计过程平均截面为(4)、(7)两式之和.

4. 高能共振区统计过程对辐射俘获截面的贡献用 Hauser-Feshbach 理论计算^[13]

$$\langle \sigma_{n\gamma}^{H,St} \rangle = \frac{\pi}{k^2} \sum_{ij} \frac{2J + 1}{2(2I + 1)} \frac{T_{l_j} T_{\nu j}^J}{T^J} W_{l_{if}}^J, \quad (8)$$

式中, $T_{\nu j}^J$ 是光子穿透系数, 用 Brink-Axel 巨共振模型^[14]计算.

应用公式(1)、(3)(4)、(7)、(8)计算了各种过程对 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ 和 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ 截面的贡献. 所考虑的中子入射能量范围是热中子至 2MeV. 用普适的光学位^[15]计算单位

子态的本征值、本征函数和穿透系数。低激发分立能级参数直接取自编评值^[16]。能级密度用 Gilbert-Cameron 公式^[17]及 Cook^[18]的参数,并根据实验数据做了适当的调整。图 1(a) 和 (b) 分别给出低能区和高能区的 (n, γ) 截面中非统计效应所占的比例。由图可见,在低能区,非统计过程与统计过程的贡献相当;而在高能区,非统计效应的贡献是主要的。需指出,这一结果对计算中所选用的势阱及参数并不十分敏感。

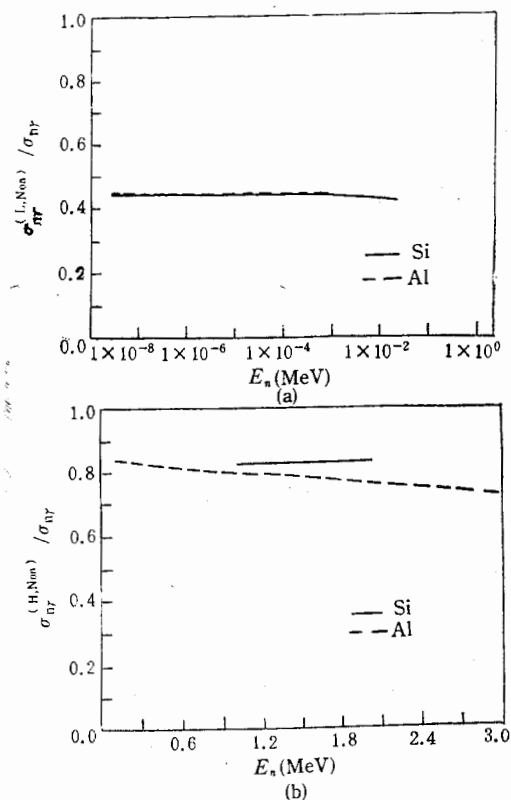


图 1 $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ 与 $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ 截面中非统计过程所占的比例。(a) 低能区(热中子至第一共振); (b) 高能区(共振区, 计算平均截面)。

以下讨论与实验的比较。在有关的实验数据中,唯一与非统计效应有联系的参量是关联系数。对于轻核,由于能级稀疏,关联系数中所涉及的分截面之和与总截面相近。以下证明,此时关联系数近似地等于非统计截面与总截面的比值。以终态关联系数为例。

$$\rho_f = \frac{\sum_f (\sigma_f - \langle \sigma \rangle)(s_f - \langle s \rangle)}{\left(\sum_f (\sigma_f - \langle \sigma \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left(\sum_f (s_f - \langle s \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (9)$$

式中,方括号量示平均值, σ_f 是部分截面,它可以分成非统计与统计两部份贡献之和 $\sigma_f = \sigma_f^{\text{Non}} + \sigma_f^{\text{St}}$ 。略去 γ 光子能量的差别,则有

$$\sum_f (\sigma_f^{\text{Non}} - \langle \sigma^{\text{Non}} \rangle)(s_f - \langle s \rangle)$$

$$= \left(\sum_j (\sigma_j^{\text{Non}} - \langle \sigma^{\text{Non}} \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \left(\sum_j (s_j - \langle s \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

和

$$\sum_j (\sigma_j^{\text{St}} - \langle \sigma^{\text{St}} \rangle)(s_j - \langle s \rangle) = 0. \quad (11)$$

假设 σ_j^{Non} 和 s_j 都服从高斯分布 $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \langle x \rangle}{d}\right)^2\right)$ 而且分布的半宽度 d 与平均值成正比, 则有

$$\begin{aligned} \rho_f &= \frac{\left(\sum_j (\sigma_j^{\text{Non}} - \langle \sigma^{\text{Non}} \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\left(\sum_j (s_j - \langle s \rangle)^2 \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{\langle (\sigma_j^{\text{Non}} - \langle \sigma^{\text{Non}} \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}}{\langle (s_j - \langle s \rangle)^2 \rangle^{\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{\langle \sigma^{\text{Non}} \rangle}{\langle s \rangle} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\text{Non}}}{\sigma_{\text{tot}}} \end{aligned} \quad (12)$$

式中用下标 tot 表示总俘获截面。

实验数据给出 ^{27}Al 和 ^{28}Si 的初态关联系数分别是 0.59 和 0.84; 终态关联系数分别是 0.91 和 0.89^[2], 这与计算结果在数量级上是一致的。

参 考 文 献

- [1] Y. K. Ho, J. F. Liu and C. Coceva, Intern. Conf. On Nucl. Data, May 1988, Mito Japan.
- [2] B. J. Allen and A. R. de L. Musgrave, *Advance in Nucl. Phys.*, vol. 10 (Plenum, New York, 1978) p. 129.
- [3] 刘建峰, 霍裕昆, 原子核物理, 9(1987), 21.
- [4] F. Becvar, Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, AIP Conf. Proc., No. 125, 1984, Knoxville, p345.
- [5] S. F. Mughabghab and R. E. Chrien, *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Plenum, New York, 1978), p. 265.
- [6] S. F. Mughabghab, Lectures at the Third International School on Neutron Physics, Alushta, USSR, JINR Report No. D-11787 (1978), p. 328.
- [7] Y. K. Ho and M. A. Lone *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 18.
- [8] S. Raman et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 18.
- [9] Y. K. Ho and M. A. Lone *Nucl. Phys.*, **A406**(1983), 1.
- [10] Y. K. Ho et al., *ibid* [4], p. 362.
- [11] F. J. Liu et al., *ibid* [4], p. 551.
- [12] G. E. Brown, *Nucl. Phys.*, **57**(1964), 339.
- [13] P. A. Moldauer, *Rev. of Mod. Phys.*, **36**(1964), 1079.
- [14] P. Axel, *Phys. Rev.*, **126**(1962), 671.
- [15] F. D. Becchetti and G. W. Greenless, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 1190.
- [16] P. M. Endt and C. Van der Leun, *Nucl. Phys.*, **A310**(1978), 1.
- [17] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, *Can J. Phys.*, **43**(1965), 1446.
- [18] J. L. Cook et al., *Aust. J. Phys.*, **20**(1967), 477.

STRONG NON-STATISTICAL EFFECT IN (n, γ) REACTIONS FOR LIGHTER NUCLEI

HUO YUKUN YUAN ZHUSHU MI YONG

(Nuclear Science Department, Fudan University)

LIU JIANFENG

(Physics Department, Zhengzhou University)

ABSTRACT

This paper investigates the non-statistical effects in $^{27}\text{Al}(n, \gamma)$ and $^{28}\text{Si}(n, \gamma)$ reactions. The neutron energies studied range from thermal to 2 MeV. The calculated results show that in comparison with medium and heavy nuclei the fractions of non-statistical effects in the total (n, γ) cross sections in the two nuclides are extremely strong. The physical significance of the results and its implication with the measured correlation coefficients are discussed.