

^{12}C 快中子辐射俘获反应中的共振现象*

赵维娟 刘建峰

(郑州大学物理工程学院 郑州 450052)

霍裕昆

(复旦大学核物理系 上海 200433)

摘要 主要研究中子辐射俘获反应中的共振现象,利用 DSD 模型计算激发能量在 5—25MeV 能区的 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应截面与 $E_n = 9\text{MeV}$ 时的角分布. 所考虑的反应机制包括复合核俘获、直接和半直接俘获、复弹性和非弹性散射道的辐射俘获. 计算表明,矮共振的峰值在激发能量为 13MeV 处;巨共振的峰值位置在激发能量 21MeV 处. 计算结果与实验符合较好.

关键词 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ ^{13}C 反应 矮共振 巨共振 角分布

1 引言

近几十年来,人们对中子辐射俘获反应进行了系统的实验和理论计算,反应机制随着中子能量 E_n 的不同而改变. 在低能区,反应机制包括复合核俘获、位阱俘获^[1]、价俘获以及它们的干涉效应,计算的是没有对入射核子能量平均的截面;在高能区,所考虑的反应机制包括复合核俘获、直接俘获^[2]、半直接俘获、复弹性道及非弹性道的辐射俘获,计算的是对能量平均的截面. 运用这样的理论描述对各种核素进行计算,所得结果与实验符合较好.

$^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 的研究是当前倍受重视的,因为 ^{13}C 是一个 $4n+1$ 核,轻的 $4n+1$ 核的 GDR 特征是在 GDR 的低能端有一个所谓的矮共振,许多实验^[3-6] 证实了矮共振的存在. 文献[3]中 TLU 和 LANL 测量的范围分别是 $E_n = 7-14\text{MeV}$ 和 $10-20\text{MeV}$,在其能量重叠范围(10.5—14MeV)是很好一致的,矮共振的峰值在 $E_n = 10\text{MeV}$ 附近,巨共振的位置在 $E_n = 17.2\text{MeV}$ 附近. TUNL^[5] 和中国原子能科学研究院^[6] 对 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 进行测量的结果表明截面的峰值分别在激发能量为 13MeV 和 21MeV 附近,这两家实验测量的截面在误差范围内是一致的. 在矮共振范围内(10—18MeV)文献[3,4]与文献[5,6]反应截面相差大约 1.7 倍,但在巨共振范围(18—30MeV)测量的反应截面是一致的. 由于实验测量的结果不同,我们很有必要进行理论计算,以验证测量结果的可靠性.

1999-11-22 收稿

*核工业总公司和河南省科委(004051500)资助

2 理论公式

2.1 平均截面

由于实验上测得 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 反应的激发曲线并没有显示出精细结构, 所以, 我们计算的截面是对中子能量平均的截面, 利用文献[7]中的计算公式, 平均俘获截面为

$$\langle \sigma_{ny,t}^{(1)} \rangle = \frac{4\pi K_\gamma^3}{3\hbar v K^2} S_t \bar{e}^2 \sum_{ij} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l_j J \| D_l \| l_i j_i J_i \rangle (2J_i+1) (|T_D + T_{SD}|^2 + T_C^2), \quad (1)$$

其中 K, K_γ 分别是入射的中子和发射光子的波数, $\bar{e} = -Ze/A$ 是中子的电偶极跃迁有效电荷, S_t 是终态 f 对应 (l_i, j_i) 道的 (d, p) 谱因子, T_D, T_{SD} 分别是直接和半直接俘获振幅, 即

$$T_D = \int \langle U_b^j(r) r U_{l_i j_i}(r) \rangle dr, \quad (2)$$

$$T_{SD} = \int U_b^j(r) h(r) U_{l_i j_i}(r) dr, \quad (3)$$

$U_b^j(r)$ 是径向散射波函数, 它有两种形式^[8], $U_{l_i j_i}(r)$ 是束缚态单粒子径向波函数.

T_C 对应复弹性散射道中的辐射俘获振幅^[7], 其形式为

$$T_C^2 = \langle |\Delta S_{ij}^j|^2 \rangle \left| \int Q_{ij}(r) r U_{l_i j_i}(r) dr \right|^2, \quad (4)$$

$\langle |\Delta S_{ij}^j|^2 \rangle$ 是 S 矩阵元的平均平方涨落, 可以用统计理论^[9] 计算. $Q_{ij}(r)$ 是定义在弹性散射道中的径向波函数^[8].

复合核非弹性散射道中的平均辐射俘获截面^[10]

$$\langle \sigma_{ny,t}^{\text{ich}} \rangle = \frac{4\pi}{3} \frac{K_\gamma^3}{K^2 \hbar v} \sum_{i'j'l'j'} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \langle l' j' J \| D_l \| l' j' J \rangle (2J_i+1) S_t' \bar{e}^2 \left| \int Q_{i'j'}(r) r U_{l' j' i'}(r) dr \right|^2 \frac{T_{ij} T_{i'j'}}{T^j}, \quad (5)$$

有关上式的详细说明见文献^[9,10].

(1)和(5)两式相加给出总的非统计俘获

$$\langle \sigma_{ny} \rangle^{\text{NON}} = \sum_i [\langle \sigma_{ny,t}^{(1)} \rangle + \langle \sigma_{ny,t}^{\text{ich}} \rangle]. \quad (6)$$

在高能时, 复合核处于连续状态, 所以辐射俘获反应的复合核统计过程的贡献可以采用带有宽度涨落修正因子的 H-F 理论计算

$$\langle \sigma_{ny}^{\text{st}} \rangle = \frac{\pi}{K^2} \sum_{ij} \frac{2J+1}{2(2I+1)} \frac{T_{ij} T_\gamma^j}{T^j} W_{ij,r}, \quad (7)$$

T^j 为总穿透系数, T_γ^j 为光子穿透系数, T_{ij} 为中子穿透系数, W 为宽度涨落修正因子截面为

$$\langle \sigma_{ny} \rangle = \langle \sigma_{ny}^{\text{st}} \rangle + \langle \sigma_{ny} \rangle^{\text{NON}} \quad (8)$$

2.2 角分布

若只考虑 $E1$ 跃迁, 由文献[11,12]得角分布公式

$$\sigma_{nr,f}(\theta) = \frac{3}{4} \frac{1}{K^2} \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{l'l'k} [(2l+1)(2l'+1)(2j+1)(2j'+1)]^{1/2} (2J+1)(2J'+1) C_{111-1}^{*0} C_{10l'0}^{*0} W(1J1J, J_t k) W(jJjJ', Ik) W(lj'l'j', \frac{1}{2}k) (-1)^{l-j_t+0.5+k+j-j'} \text{Re}(T_{\Sigma} T_{\Sigma}^*) P_k(\cos\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos\theta), \tag{9}$$

T_{Σ} 为总的跃迁振幅, $P_k(\cos\theta)$ 为勒让得多项式. t 代表 ljJ , t' 代表 $l'j'J'$.

因为公式中含有 C_{111-1}^{*0} , 故 k 只能取 0 和 2, 即

$$\sigma_{nr,f}(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta). \tag{10}$$

由于公式中含有 $C_{10l'0}^{*0}$, 这说明只有相同的 (ljJ) 道才对 A_0 有贡献, 不同道之间不存在关联, 在计算 A_2 时要满足条件: $l + l' - k = \text{偶数}$.

3 计算结果

我们运用光学模型势计算散射态径向波函数, S 矩阵元和中子穿透系数所使用的光学模型参数是 B-G 的普适参数^[13], 由表 1 给出. $1P_{1/2}$ 单粒子束缚态的本征能量与本征函数用同一光学位阱的实部来计算, 势阱参数只做细微的调整, 使计算的 $1P_{1/2}$ 单粒子束缚态的本征能量与实验值 4.953MeV 大体一致. 利用 Gilbert-Cameron 公式^[14] 计算能级密度, 所使用的参数由表 2 给出.

表 1 光学模型势参数

V_R/MeV	W_V/MeV	W_S/MeV	V_{SR}/MeV	V_{SI}/MeV	R_1/fm	R_2/fm	R_3/fm	R_4/fm	R_5/fm	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
-56.3	1.56	-13	-6.2	0.00	1.17	1.26	1.26	1.10	1.10	0.75	0.58	0.58	0.75	0.75

表 2 能级密度参数

	E_x/MeV	E_0/MeV	T	P	A
^{12}C	15.00	-5.176	4.1565	0.0	1.74
^{13}C	14.04	-5.286	3.9912	0.0	1.84

本文采用的中子-共振耦合相互作用是 Potokar 建议的复数耦合相互作用, 共振参数由表 3 给出, 包括体型的实部和表面型的虚部, 由这种耦合相互作用计算 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应截面. 由于改善了截面共振峰左侧的干涉效应, 因此可以与实验值很好符合, 表 4 给出共振参数, 其中 $E_P, \Gamma_P, \sigma_{-1,P}$ 是矮共振参数; $E_G, \Gamma_G, \sigma_{-1,G}$ 是巨共振参数.

表 3 中子-靶核的共振耦合势参数

V_1/MeV	W_1/MeV	B	R^2
65	30	0.5	14

表 4 共振参数

E_P/MeV	Γ_P/MeV	$\sigma_{-1,P}$	E_G/MeV	Γ_G/MeV	$\sigma_{-1,G}$
13	5	0.050	21	4	0.017

对于 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 反应, ^{13}C 基态自旋和宇称为 $1/2^-$, 根据 E1 跃迁的选择定则, 只有 $1/2^+$ 和 $3/2^+$ 的激发态才可以经过 E1 跃迁到基态. 对于 $j-j$ 耦合只有 $S_{1/2}$ 和 $d_{3/2}$ 入射道对部分截面有贡献.

运用公式(8)计算的 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 的反应截面如图 1 所示, 实线是总的俘获截面, 点

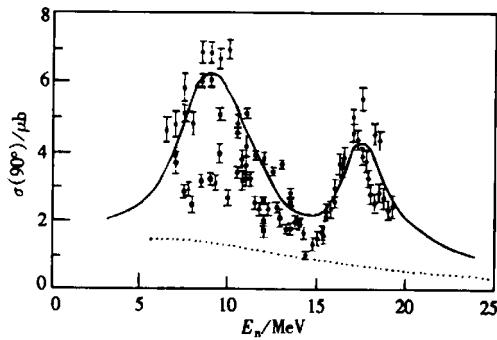


图 1

— 理论计算的 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 的 90° 微分截面,
 ... 势俘获截面, \circ 和 \square 取自文献[3], \times 取自文献[4], \blacksquare 取自文献[5], \bullet 取自文献[6].

线是势俘获截面. 由图看出, 随着中子能量的提高, 势俘获截面逐渐减少, 半直接俘获截面的贡献逐渐增大. 在此能区, 复合核俘获截面的贡献最大约占总俘获截面的 10%, 同时还可以看出两个巨共振的强度主要集中在激发能量为 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 5\text{MeV}$ 和 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 2.5\text{MeV}$ 的能量范围内. 图 2 给出 A_2 系数随能量变化的曲线, 在 $E_n = 9\text{MeV}$ 时, A_2 系数的计算值为 -0.475 , 实验值为 -0.682 , 计算值比实验值偏小, 在 $E_n = 14.2\text{MeV}$ 时, A_2 系数的计算值为 -0.553 , 实验值为 -0.385 ± 0.064 , 计算值比实验值大约 1/3 倍左右. 图 3 给出在 $E_n = 9\text{MeV}$ 时 $\sigma(\theta)/A_0$ 随 θ 角的变化曲线, 其形状与实验所测得的比较一致, 由此说明在此能区只考虑 E1 跃迁就可以, E2 和 M1 跃迁对截面的贡献很小, 可以忽略不计.

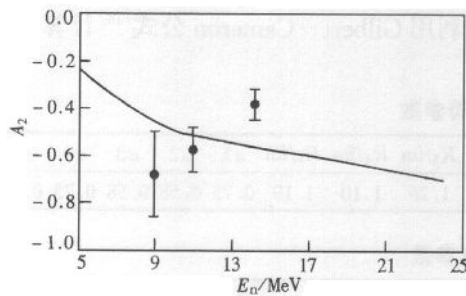


图 2

— 计算的 A_2 系数, \bullet 取自文献[6].

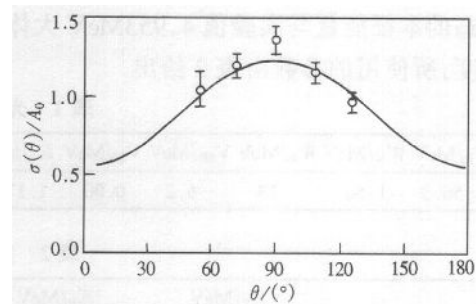


图 3

— 理论计算的 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 在 $E_n = 9\text{MeV}$ 时的 γ 射线角分布, \circ 取自文献[6].

4 讨论与总结

(1) 在计算 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 的反应截面时, 模型计算运用了公式(8), 所考虑的反应机制有复合核俘获、直接俘获、半直接俘获、复弹性道及非弹性道的辐射俘获, 同时又考虑了直接俘获和半直接俘获之间的干涉效应. 在本文的计算范围内, $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ 反应截面主要是非统计过程的贡献, 而且直接俘获截面比半直接俘获截面小, 统计过程与总的俘获截面的比值小于 10%.

(2) 对于 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0) ^{13}\text{C}$ 反应, 其强度主要集中在 $E_x = 13\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 5\text{MeV}$ 和 $E_x = 21\text{MeV}$, 宽度 $\Gamma = 2.5\text{MeV}$ 的能量范围内.

(3) 通过模型理论公式计算 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)^{13}\text{C}$ 反应的俘获截面, 所得结果与 TUNL 及中国原子能科学院测量的结果相一致. 从而说明, 在此反应中同位旋是守恒的, 在矮共振范围, 我们的计算结果与文献^[3]相差大约 1.7 倍.

(4) 在 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)^{13}\text{C}$ 反应中, 实验测量的反应截面并没有观察到巨共振的结构, 而其逆反应在 ^{13}C 的激发能量为 12.01 MeV 处有谷点存在. 因此 $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)^{13}\text{C}$ 的反应截面是否存在谷点和峰, $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ 的反应截面是否存在谷点和峰, 还有待于今后的研究.

参考文献 (References)

- 1 Allen B J, Musgrove A R. *Advance in Nuclear Physics*, 1979, **10**:129
- 2 Lone A M, Mughabghab S F. *Phys. Rev.*, 1974, **C10**:412
- 3 Bergqvist I et al. *Nucl. Phys.*, 1986, **A456**:426
- 4 Hakansson A et al. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**:2556
- 5 August R A, Weller H R, Tilly D R et al. *Phys. Rev.*, 1987, **C35**:393
- 6 HUANG ZhengDe et al. *Chinese Jour of Nucl. Phys.*, 1991, **13**:97
- 7 YUAN ZhuShu et al. *High Energy Phys. and Nucl. Phys.* (in Chinese), 1991, **15**:1086
(袁竹书等. *高能物理与核物理*, 1991, **15**:1086)
- 8 HO Y K et al. *Nucl. Phys.*, 1983, **A406**:1
- 9 Moldauer P A. *Rev. Mod. Phys.*, 1964, **36**:1079
- 10 LIU J F, HO Y K, LONE M A. *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, In: Raman S ed. *AIP. Conf. Proc.* No.125. AIP, New York, 1984, 551
- 11 Seyler R G, Weller H R *Phys. Rev.*, 1979, **C20**:453
- 12 Weller H R, Roberson N R. *Rev. Mod. Phys.*, 1980, **52**:699
- 13 Bechetti F D, Greenless G W. *Phys. Rev.*, 1969, **182**:1190
- 14 Gilbert A, Cameron A G W. *Canadian Journal of Physics.*, 1965, **43**:1446

Resonance Phenomenon in the Fast Neutron Radiative Capture Reaction for $^{12}\text{C}^*$

ZHAO WeiJuan LIU JianFeng

(*Faculty of Physical Engineering, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China*)

HUO YuKun

(*Department of Nuclear Science, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

Abstract This paper researches resonance phenomenon in the fast neutron radiative capture reaction. $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)$ cross sections are calculated in the neutron energy range of 5—25 MeV and angular distribution is calculated at neutron energy 9 MeV by DSD model. Reaction mechanism contains five terms: the compound nucleus capture, direct capture and semidirect capture, radiative capture in compound elastic and inelastic channels. The calculations display the pygmy resonance peak at excitation energy $E_x = 13\text{MeV}$ and the giant resonance peak at excitation energy $E_x = 21\text{MeV}$. The calculations agree with experimental results.

Key words $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)^{13}\text{C}$ reaction, pygmy resonance, giant resonance, angular distribution

Received 22 November 1999

* Supported by Science Foundation of Chinese Nuclear Industry Company and Committee of Science and technology, He'nan Province, China