

$n + {}^{11}\text{B}$ 反应的理论计算和分析

杨 斌^{1,1)} 张竞上² 孙秀泉¹

1(西北大学物理系 西安 710069)

2(中国核数据中心 北京 102413)

摘要 在统一的豪泽-费许巴赫理论和激子模型的基础上,利用光学模型来处理中子诱发轻核核反应的一种新理论已经产生.利用这一新理论,对当入射中子 $E_n \leq 20\text{MeV}$ 时 $n + {}^{11}\text{B}$ 反应的所有反应截面,出射中子和 α 粒子的双微分截面进行了计算.通过比较理论计算的各种截面,出射中子总的双微分截面与实验数据,可以认为这一理论模型处理轻核核反应是很成功的.

关键词 豪泽-费许巴赫理论 激子模型 轻核 分立能级 双微分截面

1 引言

为了获得核工程所需的全套中子核数据,理论计算是必须的,以弥补实验测量的不足,特别是对出射粒子双微分截面的计算.目前,在理论上已经发展了许多理论模型来计算中子核数据,其中复合核平衡态理论(Hauser-Feshbach)可以计算低能中子入射反应的核数据,但对于更高能量下的中子入射反应,预平衡发射过程越来越显著,平衡态理论不再适用,因而发展了非平衡态统计理论,激子模型就是一种简单有效的方法.而对于轻核(核子数在 10 左右的核)反应,质量数比较小,核内核子数较少,用少体问题的理论处理,轻核显得比较重;而用统计理论来处理,轻核又显得比较轻,所以这些理论都不能用来处理轻核核反应.

现在,对于中子引起的轻核核反应,一种新的理论已经产生^[1],它是基于统一 Hauser-Feshbach 的理论和激子模型的基础上发展起来的.激子模型是处理预平衡反应的有效方法,但该模型不考虑角动量守恒,也不计算分立能级数据,以及 γ 产生数据等;Hauser-Feshbach 理论是处理复合核平衡态反应的一种有效方法,考虑了角动量、宇称守恒,也考虑了分立能级结构,但没有把预平衡发射的贡献考虑进来.因此,在传统激子模型的基础上,进一步考虑了角动量守恒,发展了与角动量有关的激子模型.该模型的发展,使得研究轻核核反应能够在统一的 Hauser-Feshbach 理论和角动量相关的激子模型的基础上进行.

2000-12-27 收稿

1) E-mail: yangb0312@sina.com

相对于重核反应,轻核反应有其自身的特点.轻核反应机制比较复杂,在轻核反应过程中,预平衡反应在反应机制中占主导地位,平衡态贡献小.在预平衡过程中,粒子发射主要发生在分立能级与分立能级之间,这一过程由统一的 Hauser-Feshbach 理论与激子模型来描述^[1].为了保持角动量守恒,与角动量有关的激子模型被用于描述平衡反应和预平衡反应^[2].同时,剩余核会发生两体崩裂,三体崩裂,或者发生多体崩裂,这些都是轻核反应的特征.由于轻核质量数较小,反应过程中反冲核效应比较明显,在理论计算中仔细考虑了轻核反应中的反冲核效应^[3].对于复杂粒子发射,可以用发展了的拾取机制来计算^[4-5].由于在 $n + {}^{11}\text{B} \rightarrow n + t + 2\alpha$ 反应中,没有发生三体崩裂和多体崩裂过程,所以理论计算中只考虑了两体崩裂过程,没有考虑多体崩裂过程.

2 理论模型

在 Hauser-Feshbach 理论的基础上,将预平衡反应这一过程考虑在内,产生了在预平衡反应过程中考虑了角动量和宇称守恒的半经典理论——统一的 Hauser-Feshbach 理论,对于具体理论请参考文献[1].在理论计算中,核反应的光学模型被用来计算轻核反应的总截面,弹性散射截面,去弹截面,弹性散射角分布.通过多年光学势的经验试探,唯象光学势普遍采用 Woods-Saxon 位形势^[7].

我们对于分立谱次级发射粒子,在 $n + {}^{11}\text{B} (E_n \leq 20\text{MeV})$ 反应中,所有发射过程都是从分立能级到分立能级之间的跃迁来实现的. ${}^{11}\text{B}$ 的第一激发态不能发射任何粒子,因此它纯粹贡献为非弹性发射.反应情况表明: $(n, 2n), (n, np), (n, pn), (n, nd), (n, nt), (n, \alpha t)$ 反应的阈能比较高,仅在入射能量比较高时反应才发生.

实验室坐标系,质心坐标系和剩余核坐标系下的物理量,分别在其上标位置用 l, c 和 r 标明.

第一次粒子发射后反冲核的角分布公式如下(在质心系中):

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{M_1}^c} = \sum_l \frac{2l+1}{2} f_{M_1}^l(c) P^l(\cos\theta_{M_1}^c), \quad (1)$$

同时考虑对反冲核角度求平均和剩余核系统的同位素分布,可以得到,在质心系中第二次粒子发射的双微分截面为

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_2^c d\Omega_{m_2}^c} = \frac{1}{8\pi^2 \gamma \epsilon_2^c} \int_{x_1}^{x_2} dx \frac{d\sigma}{dx} \frac{1}{\sqrt{c + 2\eta \cos\theta_2^c x - x^2}}. \quad (2)$$

这里发现了一个有趣的结果,勒让德展开系数也是勒让德多项式.因此在质心系中第二次粒子发射的勒让德展开为

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_2^c d\Omega_{m_2}^c} = \frac{\sigma}{4\pi} \sum_l (2l+1) f_{m_2}^l(\epsilon_2^c) P^l(\cos\theta_{m_2}^c), \quad (3)$$

其中
$$f_{m_2}^l(\epsilon_2^c) = \frac{(-1)^l}{4\gamma\epsilon_2^c} f_{m_1}^l(\eta), \quad (4)$$

类似的,可以得到二次粒子发射剩余核的双微分截面

$$\frac{d^2\sigma}{dE_2^c d\Omega_{M_2}^c} = \frac{\sigma}{4\pi} \sum_l (2l+1) f_{M_2}^l(E_2^c) P^l(\cos\theta_{M_2}^c).$$

质心系中 M_2 的能量范围为

$$E_{2,\min}^c \leq E_2^c \leq E_{2,\max}^c, E_{2,\min}^c = E_2^c(1 - \gamma_R)^2, E_{2,\max}^c = E_2^c(1 + \gamma_R)^2. \quad (6)$$

因为各双微分截面的解析表达式都可以给出, 所以出射粒子的能量也可以以解析的形式给出. 在实验室系中第一次发射粒子总的释放能量为 (E_{k_1} 是 gamma 衰变能量, 下标 n 表示中子)

$$E_{\text{total}}^l = E^l(m_1) + E^l(M_1) + E_{k_1} = E_n + B_n - B_1, \quad (7)$$

可见能量是守恒的.

同理, 第二次发射粒子的反应依然能量是守恒的. 如果剩余核在 E_{k_2} 能级通过两体分裂发生反应, 在质心系中两集团的能量也可以解析的获得.

对于集团粒子发射, 在反应道 ${}^{11}\text{B}(n, nt){}^8\text{Be}$, 剩余核 ${}^8\text{Be}$ 不稳定, 会自发衰变为两个集团, 例如: ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$. $n + {}^{11}\text{B} \rightarrow n + t + {}^8\text{Be}$ 反应的阈能为 12.2512 MeV. 在计算中, 假定 ${}^8\text{Be}$ 处于 E_{k_1} 激发态, 用直接两体崩裂过程来描述比用通过描述发射粒子更符合实验数据. 在描述直接两体崩裂过程的方法中, 同位素分布是作为一个假设而成立.

定义 m_3 和 M_3 为两体崩裂过程中产生的两个 α 粒子的质量, 并定义 $M_2 = M_3 + m_3$, M_2 为发生崩裂前核的质量. 如果剩余核处于 k_2 能级, 在剩余核系中, 两个集团的能量分别定义为 ϵ_3^c 和 E_3^c . 利用在质心系中二次粒子发射的双微分截面, 可以得到在质心系中集团发射粒子的双微分截面

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon_3^c d\Omega_{m_3}^c} = \frac{\sigma}{4\pi} \sum_l (2l+1) f_{m_3}^l(\epsilon_3^c) P^l(\cos\theta_{m_3}^c), \quad (8)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dE_3^c d\Omega_{M_3}^c} = \frac{\sigma}{4\pi} \sum_l (2l+1) f_{M_3}^l(E_3^c) P^l(\cos\theta_{M_3}^c),$$

其中 $f_{M_2}^l(\epsilon_{M_2}^c)$ 仅表示某一能量 $\epsilon_{M_2}^c$ 的集团发射粒子的双微分截面的勒让德系数, 所以应对 $\epsilon_{M_2}^c$ 所有能量值求积分, 才是所求的 $f_{m_3}^l(\epsilon_3^c)$ 和 $f_{M_3}^l(E_3^c)$.

被集团 m_3 和 M_3 带走的能量分别为

$$\int_{\epsilon_{3,\min}^c}^{\epsilon_{3,\max}^c} f_{m_3}^0(\epsilon_3^c) \epsilon_3^c d\epsilon_3^c = \epsilon_3^c + \frac{m_3}{M_2} E_2^c + \frac{m_3}{M_1} E_1^c, \quad (10)$$

$$\int_{E_{3,\min}^c}^{E_{3,\max}^c} f_{M_3}^0(E_3^c) E_3^c dE_3^c = E_3^c + \frac{M_3}{M_2} E_2^c + \frac{M_3}{M_1} E_1^c, \quad (11)$$

$$\text{两个集团中释放的能量为:} \quad Q + E_{k_2} + E_2^c + E_1^c, \quad (12)$$

加上首先发射的两个粒子的能量, 反应过程中释放的总能量为

$$E_{\text{release}} = E^* - B_1 - B_2 + Q,$$

可见能量仍然守恒.

3 计算结果与分析

利用这一新理论,对 $n + {}^{11}\text{B}$ 反应进行了理论计算. $n + {}^{11}\text{B}$ 反应的反应道情况为:由于阈能大于 20MeV, $(n, {}^3\text{He})$ 反应道在 $E_n \leq 20\text{MeV}$ 没有打开. 对于入射中子能量 $E_n \leq 20\text{MeV}$ 引起 ${}^{12}\text{C}$ 反应的反应道, (n, t) 反应道通过放出一个 t 粒子衰变为 ${}^9\text{Be}$, 处于激发态的 ${}^9\text{Be}$ 接着放出一个中子粒子衰变为 ${}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be}$ 发生两体崩裂放出两个 α 粒子. $n + {}^{11}\text{B}$ 反应最终放出一个 t 粒子, 一个中子, 两个 α 粒子的反应机制可以经由不同反应道来实现.

对于每一反应道中剩余核分立能级的能量, 宇称, 自旋, 宽度请查阅“Table of Isotopes” (1996).

利用核反应的光学模型, 可以对 $n + {}^{11}\text{B}$ ($E_n \leq 20\text{MeV}$) 反应的总截面, 弹性散射截面, 去弹截面, 弹性散射角分布进行了计算, 在图 1, 2 给出了用光学模型计算的理论和实验数据的比较.

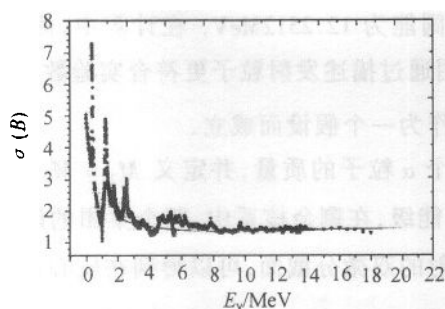


图 1 $n + {}^{11}\text{B}$ 反应总截面的理论计算值
与实验值的比较

■ 文献[6], ● 文献[7], ▲ 文献[8],
▼ 文献[9], ◆ 文献[10], — Theo.

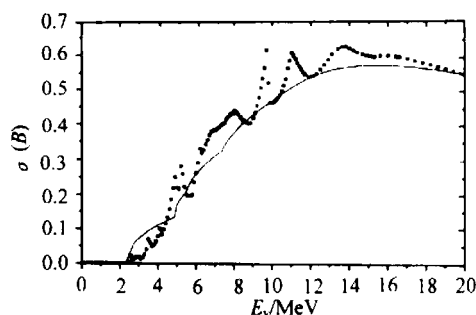


图 2 $n + {}^{11}\text{B}$ 反应去弹截面的理论计算值
与实验值的比较

● From EXFOR, — Theo.

图 1 为 $n + {}^{11}\text{B}$ ($E_n \leq 20\text{MeV}$) 反应总截面的理论计算与实验数据的比较, 图中给出了各实验数据的来源, 曲线为用光学模型计算的结果, 从图中可以看出在 $8\text{MeV} \leq E_n \leq 20\text{MeV}$ 之间, 理论计算与实验数据符合得很好, $E_n \leq 8\text{MeV}$ 时由于有共振峰, 仅作参考. $n + {}^{11}\text{B}$ ($E_n \leq 20\text{MeV}$) 反应的去弹截面的理论计算与实验数据的比较在图 2 中给出. 图中原点所示的实验数据取自 EXFOR 库总截面减弹性截面得到的, 因为直接给出的实验点很少而且集中在 $E_n \leq 5\text{MeV}$ 的小范围内, 没有办法给出整个能量范围的趋势, 实线为用光学模型计算的结果. 总体来看理论计算与实验数据吻合的很好.

图 3 为中子出射双微分截面计算结果与实验数据的比较, 实验数据是由 M. BABA 等人在 1985 年测的^[11]. 中子的入射能量为 14.2MeV, 出射中子的角度为: $25.0^\circ, 30.0^\circ, 45.0^\circ, 60.0^\circ, 75.0^\circ, 85.0^\circ, 100.0^\circ, 120.0^\circ, 135.0^\circ, 150.0^\circ$. 这是第一次用理论方式预言实验数据, 并得到较好的符合.

开始计算中子出射双微分截面时, 分歧主要发生在每种角度的低能部分, 该处理论计

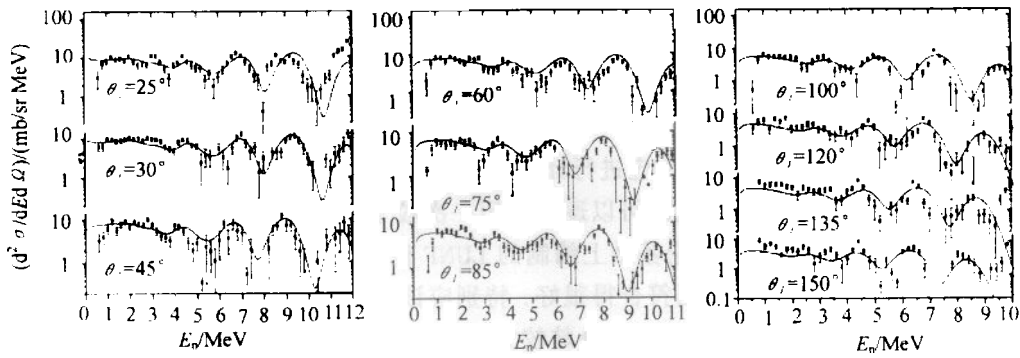


图 3 出射中子双微分截面的理论计算值与实验值的比较

●文献[11],—Theo.

算值比实验值明显偏低,为了改善低能部分的双微分截面值,对某些反应道光参作了一定的改变,如:使 $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$, $^{11}\text{B}(n,d)^{10}\text{Be}$ 反应道的截面降低,加大 $^{11}\text{B}(n,2n)^{10}\text{B}$ 反应道发射中子的贡献,以抬高小角度的数值,但是结果不能让人满意,低能部分的双微分截面值抬高很小.接着,尝试着把 $(n,^3\text{He})$ 反应道改成 $(n,^5\text{He})$,由于 ^5He 最终崩裂成一个中子和一个 α 粒子,加大了对中子反应道的贡献,结果在低能部分理论曲线与实验数据得到了很好的符合.图 4,5 给出了在 $E_n = 14.2\text{MeV}$, $\theta_i = 150^\circ$ $(n,^3\text{He})$ 反应道改成 $(n,^5\text{He})$ 前后的比较,从图中可以看出这种变化是明显的.

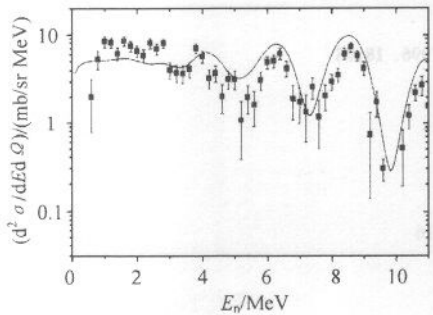


图 4 出射中子双微分截面在 $E_n = 14.2\text{MeV}$
 $\theta_i = 60^\circ$ 计算值与实验值的比较
(使用 $(n,^3\text{He})$ 前)

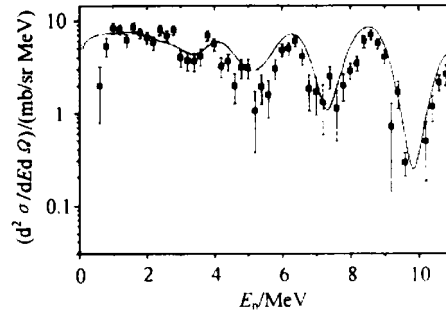


图 5 出射中子双微分截面在 $E_n = 14.2\text{MeV}$
 $\theta_i = 60^\circ$ 计算值与实验值的比较
(使用 $(n,^5\text{He})$ 后)

4 结论

该模型重点描述了粒子发射分别在平衡态和预平衡态分立能级间发射机制.在计算中子入射能量小于等于 20MeV 的 $n+^{11}\text{B}$ 反应中,中子出射双微分截面的理论计算结果与实验数据达到了较好的符合,理论模型计算中同时考虑了角动量、宇称守恒,以及反冲核效应.由于轻核反应中有非常强的反冲核效应,因而由剩余核发射的粒子有明显的朝后

趋势,同时第一次出射粒子有明显的朝前趋势.综合考虑以上各种因素,可以得到一个合理的分角度能谱.计算表明与线性角动量相关的激子态密度模型可被应用于计算角度朝前的发射粒子.在理论计算中,还应用了高斯展开,全部能级宽度取自实验数据,并作为常参数.

在应用这一模型对 $n + {}^{11}\text{B}$ 反应进行计算时,发现各反应道都经历了一系列从不同的分立能级到分立能级的反应过程:可以逐次经历一次粒子发射、二次粒子发射或两体崩裂(没有进行三体崩裂).在此理论上编制的 LUNF 程序可以很好的计算反应的各种截面以及角分布,而且与实验数据符合得很好.特别应该指出的是:由于 $n + {}^{11}\text{B}$ 等轻核反应的相关实验数据年代较老,数量较少,分歧较大(不同实验室测得的数据相差一两个数量级),有些理论计算结果与实验的比较不能完全令人满意,并不能说明理论预言的不正确,这有待于进一步的精确实验测量,同时,有关轻核反应的理论模型也有待进一步改善与发展.

参考文献 (References)

- 1 ZHANG Jing-Shang. Nucl. Sci. Eng., 1993, 114:55
- 2 ZHANG Jing-Shang, WEN Yuan-Qi. Chin. J. of Nucl. Phys., 1994, 16:153
- 3 ZHANG Jing-Shang. Fast Neutron Physics, 1996, 5:201
- 4 ZHANG Jing-Shang. Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Basic Science and Technology. Gatlinburg, Tennessee., 1994, May 9 - 13:932
- 5 ZHANG Jing-Shang, ZHOU Sui-Jiang. Chin. J. of Nucl. Phys., 1996, 18:28
- 6 Lane R O et al. J. PR/C., 1970, 2:2097
- 7 Auchampaugh G F, Plattard S, Hill N W. J. NSF., 1979, 69:30
- 8 Coon J H, Graves E R, Barschall H H. J. PR., 1952, 88:562
- 9 Cook C F, Bonner T W. J. PR., 1954, 94:651
- 10 Mooring F P, Monahan J E, Huddleston C M. J. NP., 1966, 82:16
- 11 Baba M et al. C. 85SANTA., 1985, 1:223

Model Calculation and Analysis of $n + {}^{11}\text{B}$ Reactions below 20MeV

YANG Bin^{1,1)} ZHANG Jing-Shang² SUN Xiu-Quan¹

¹(Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

²(China Nuclear Data Center, Beijing 102413, China)

Abstract A new model, based on unified Hauser-Feshbach and exciton model, for neutron induced light nucleus reaction has been developed. In case of $E_n \leq 20\text{MeV}$, the total cross section, non-elastic cross section, elastic angular distribution, and the energy-angular spectra of outgoing neutrons in $n + {}^{11}\text{B}$ reaction have been calculated. Especially the double-differential cross section of outgoing neutrons particles of the ${}^{11}\text{B}(n, xn)$ reaction are calculation. Because of strong recoil effect in light nucleus reactions, the energy balance is strictly taken into account. In case of ${}^{11}\text{B}$, it has more reaction channels and complex reaction mechanism, and the two-body separations are also included in the calculation. This new model describes these characters of ${}^{11}\text{B}$ very well. From the comparison between calculated results and experimental data, one can see that this model works well in calculation both for cross section and for energy-angular distributions of outgoing neutrons.

Key words Unified Hauser-Feshbach model, exciton model, light nucleus, discrete level, double differential cross section

Received 27 December 2000

1) E-mail: yangb0312@sina.com