

氢硼聚变三体级联衰变连续能谱的 Monte-Carlo 模拟与分析*

李成波^{1;1)} 袁坚¹ 林尔康³ 张培华² 孟秋英¹

1(中国原子能科学研究院 北京 102413)

2(中国科技大学研究生院 北京 100039)

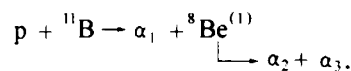
3(中研院物理所 台北 11529)

摘要 $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^{* (1)}(2\alpha)$ 三体级联衰变中居间核 $^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成两个 α 粒子的连续能谱呈马鞍形分布. 编写了模拟三体级联衰变连续能谱的 Monte-Carlo 程序, 计算结果表明: 沿居间核 $^8\text{Be}^{(1)}$ 运动方向 α 发射强度增强的各向异性分布, 能较好地解释实验结果, 揭示 $p + ^{11}\text{B}$ 核反应中 $^8\text{Be}^{(1)}$ 核 α 衰变各向异性发射.

关键词 Monte-Carlo 模拟 级联衰变 各向异性分布

1 $p + ^{11}\text{B}$ 实验能谱

与干净聚变能源相关的氢硼核反应, 在热核反应能区的主要反应道是经由 ^8Be 第一激发态的三体级联衰变^[1-3]:



实验上将得到3个 α 粒子的连续分布的混合能谱. 此外, 实验中还有 $p + ^{11}\text{B} \rightarrow p + ^{11}\text{B}$, $p + X \rightarrow p + X$ (X 表示靶中的杂质成分)反应产生的很强的散射质子, 干扰 α 的能谱. 为了克服这个困难, 实验采用了自行设计加工的带电粒子飞行时间谱仪(TOF), 以及 E - ΔE 粒子鉴别和高分辨的 PIPS 探测器粒子鉴别系统. 图1(a)是质子能量为1MeV不同测量角度上测得的 $p + ^{11}\text{B}$ 反应全能谱, 图1(b)是在双参数谱图上通过获取程序开窗方式, 去除散射质子干扰, 得到的纯 α 粒子能谱($E_p = 1.37\text{MeV}$, $\theta_1 = 45^\circ$)^[3].

从氢硼核反应的实验能谱可以看出: α 粒子能谱的高能端具有一个分立的尖峰(这是经由 ^8Be 基态的反应道产生的初级发射 α 粒子, 称 α_0 粒子), 其他部分向低能端连续分

2001-12-20 收稿

* 国家自然科学基金(19875080)资助

1) E-mail: lcb@iris.ciae.ac.cn

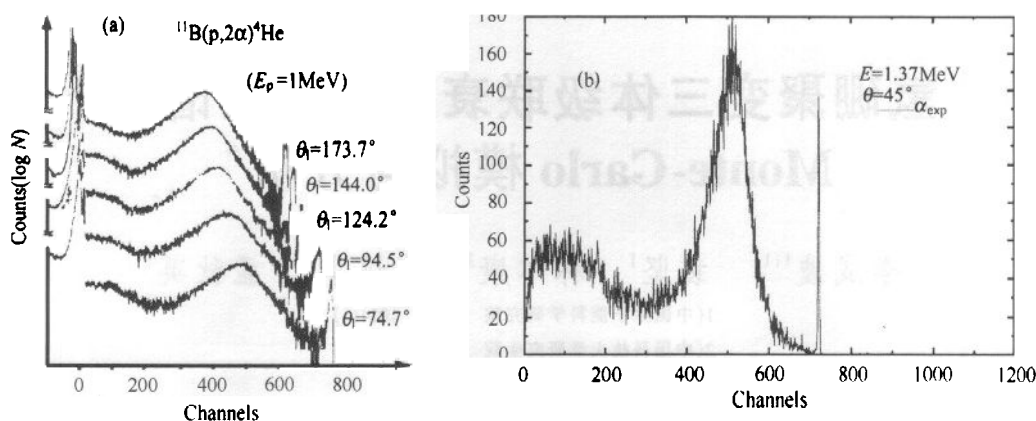


图 1 (a) $E_p = 1\text{MeV}$, PIPS ΔE 探测器得到的不同角度的 α 粒子能谱;

(b) 采用 TOF 测得的去掉散射质子干扰的纯 α 粒子能谱

布;然而, α 粒子连续谱中段存在一个低谷,整个连续能谱呈马鞍型分布,谷点以下的低能部分的 α 粒子计数 s 与该反应道总 α 粒子计数 S 之比约为 $1/3$,见表 1 中的 $(s/S)_{\text{exp}}$ 数据.

表 1 α 连续谱谷以下 α 计数与总 α 粒子计数之比统计表

θ_1	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	150°
$(s/S)_{\text{exp}}$	0.378	0.343	0.342	0.339	0.365	0.354	0.342	0.342
$(s/S)_{\text{mc}}$	0.340	0.336	0.338	0.333	0.332	0.327	0.331	0.336

θ_1 为实验室角度,exp 为实验值,mc 为 Monte-Carlo 模拟值.

不同的实验方法(采用 TOF, $E-\Delta E$ 鉴别方法和高分辨的 PIPS 探测器粒子鉴别系统)、不同的入射质子能量以及同一质子能量而不同的测量角度上的实验结果都显示出 α 连续能谱的马鞍型分布^[3,4]. 为了理解这一特征能谱,我们编写了 Monte-Carlo 模拟程序,对此反应的运动学过程进行模拟和分析.

2 Monte-Carlo 模拟计算与分析

2.1 Monte-Carlo 程序设计

基于 $p + ^{11}\text{B}$ 主反应道是经由 $^8\text{Be}^{(1)}$ 第一激发态的三体衰变模式,我们编写了 Monte-Carlo 模拟程序,对其运动学过程进行了模拟计算. 程序流程如下:

(1) 读取入射能量 E_p 、探测器位置、接收立体角等参数:

第一步过程: $p + ^{11}\text{B} \rightarrow \alpha_1 + ^8\text{Be}^*$

(a) 对 $^8\text{Be}^*$ 激发态能级抽样;(b) 在质心系 C 中,对 α_1 出射角抽样(均匀抽样);(c) 在质心系 C 中,计算 $\alpha_1, ^8\text{Be}^*$ 的能量与出射角;(d) 将能量、出射角从 C 系转换到 L 系.

第二步过程: $^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha_2 + \alpha_3$

(a) 在质心系 C 中,对 α_2 出射角抽样(均匀抽样,后改为不均匀抽样);(b) 在质心系

C 中,计算 α_2, α_3 能量与出射角;(c) 将能量、出射角从 C 系转换到 L 系.

粒子探测:根据出射角,分别判断 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 是否进入探测器内,并计入多道中.

(2) 按设定总事件数循环.

(3) 将模拟能谱的信息输出.

粒子在质心系中各向同性出射角度抽样以及各向异性的简单表达: ξ 为计算机生成的伪随机数, $\xi = Rnd() \in (0, 1)$.

1) α_1 各向同性出射角度抽样: $\varphi = (2\xi_1 - 1)\pi \in (-\pi, \pi), \cos\theta = 2\xi_2 - 1 \in (-1, 1), \theta \in (0, \pi)$.

2) α_2 各向异性出射角度抽样的简单表达方法:

由于第二步过程中 ${}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha_2 + \alpha_3$ 发射的一对 α 粒子在质心系中的对称性,若其中一个 α 粒子的发射角为 $\theta \in (0, \pi)$,则另一个为 $(\pi - \theta)$,为简化计算和表达问题的方便起见,不妨将它们分别标记为 $\alpha_2(\theta \in (0, \pi/2))$ 和相应的惟一确定的 $\alpha_3(\pi - \theta)$,如图 2 所示.

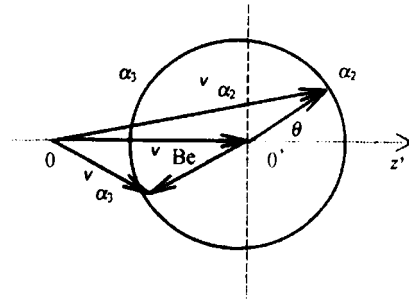


图 2 α_2, α_3 的区分示意图

从而对任一 α 粒子在 $\theta \in (0, \pi)$ 的抽样,可等效为 α_2 在 $\theta \in (0, \pi/2)$ 抽样;各向同性均匀抽样可表示为: $\cos\theta = \xi_2 \in (0, 1), \theta \in (0, \pi/2)$,各向异性

出射角度抽样采用下面的简单表达方法: $\cos\theta = \xi^a \in (0, 1)$,计算可知相应于 $Z_f = \xi^a$ 的分布密度函数为: $y(x) = \frac{1}{a}x^{\frac{1}{a}-1}$,其中, a 为 $a > 0$ 的实数,表示各向异性程度的可调参数(当 $a = 1$ 时, $y(x) = 1$ 为均匀分布).

2.2 主反应道分析

首先,考虑三体级联衰变 ${}^{11}\text{B}(p, \alpha_1){}^8\text{Be}^{(1)}(2\alpha_{2,3})$ 中,居间核 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成的两个 α 粒子,在其质心系中各向同性均匀发射的情形:图 3(a)是总事件数为 100 万个, $E_p = 1.37\text{MeV}, \theta_1 = 30^\circ$ 计算得到的模拟能谱.其中窄高峰是 α_1 粒子谱,平台为 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成两个 α 粒子的叠加谱,外面的包罗线为 3 个 α 粒子的总能谱.在其质心系中沿各个方向均匀发射假设下,由 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成的两个 α 粒子的连续能谱呈一平台状,不存在谷点,更谈不上 1/3 的面积比,与实验能谱不相符.此后,又做了不同角度和不同入射能量的模拟计算,结果均如此.

由此,得到以下猜想:居间核 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 的衰变不是各向同性的.另外,由面积比数据来看,平台很可能是由面积相等的两部分构成,高能部分与 α_1 叠加,低能部分则恰好占全能谱的 1/3.而这种划分,从物理上,正好与 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成的两个 α 粒子相关.为此,重新修改 Monte-Carlo 模拟程序,做进一步计算.在程序中考虑将 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变成的两个 α 粒子区分为 α_2, α_3 ,即:从 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 核上看,相对于它的运动方向,向前方发射的 α 粒子为 α_2 ,向后的为 α_3 ,垂直于其速度方向的面为其分界面,参见图 2.由速度合成的结果,在实验室系中, α_2 的能量大于 α_3 ,相应的平台分为前后两部分, α_2 落在平台的高能端, α_3 落在低能端.由此计算,

得到的模拟能谱图参见图 3(b). 计算结果显示, α_2, α_3 的交界点正好落在实验能谱的谷点位置. 由此可见, 居间核 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 衰变中的两个 α 粒子并非各向同性均匀出射的, 而是沿着 ${}^8\text{Be}^{(1)}$ 运动方向前后出射的粒子较多, 而垂直方向上较少, 从而平台中部出现谷点. 重新修改程序中对 α_2, α_3 发射角分布函数抽样后 (可调参数 a 取 $0 < a < 1$, 典型值为 $a = 0.75$), 得到的各向异性模拟能谱如图 3(c) 所示. 将各向异性计算所得的模拟能谱与实验能谱相拟合, 可以得到比较令人满意的结果 (谱的形状、谷点位置、1/3 面积比), 参见附图 3(d): 其中, 点为实验数据值, 线为模拟计算结果: 计数的总能谱 (最外层的包罗线) 与实验数据符合得相当好.

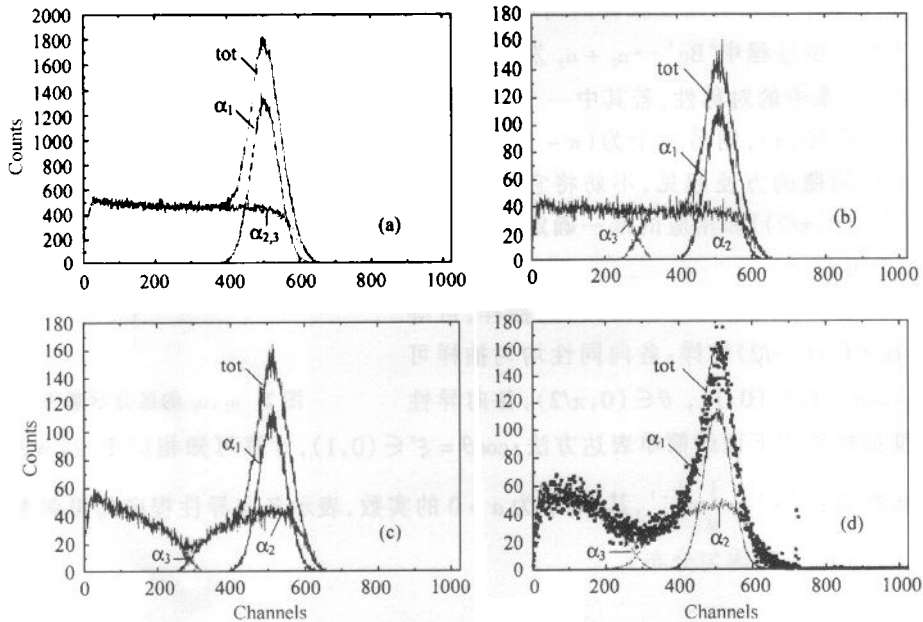


图 3 (a) 各向同性模拟谱; (b) 各向同性模拟谱, 区分 α_2, α_3 ; (c) 各向异性模拟谱;
(d) 模拟谱与实验数据的拟合

2.3 不同发射角度的情况

利用 Monte-Carlo 程序模拟了不同发射角度的情况, 计算结果显示: 随 θ_1 的增大, α_0, α_1 的峰位、谷点均向低能端移动, 但谱形基本不变. 并有 $S_{\alpha_3} \approx \frac{1}{3} (S_{\alpha_1} + S_{\alpha_2} + S_{\alpha_3})$ 即 $s/S \approx \frac{1}{3}$, 其误差小于 2%, 与实验结果相吻合 (参见表 1). 根据这一特点, 在实验及数据处理上, 可以考虑避开由于本底噪声和散射质子干扰而变得困难的低能区 α_3 部分, 而采用谷点以上计数除以 2 的方法.

2.4 模拟能谱随入射能 E_p 的变化

我们还计算了模拟能谱随入射质子能量的变化, 可以看到, 随着 E_p 增大: α_0, α_1 的峰

位、谷点均向高能端移动; α_1 与 α_2, α_3 逐渐分离, $E_p > 7\text{MeV}$ 后, 分得较开. 由此, 可期望通过高能区的实验, 观察氢硼核反应能谱, 尤其是 ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ 衰变部分的谱形结构. 而当 $E_p < 1\text{MeV}$ 时, 谱形随能量变化不大, 这使得在低能区反应实验的数据处理变得容易.

3 小结

经由居间核 ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ 第一激发态的三体级联衰变 ${}^{11}\text{B}(p, \alpha_1){}^8\text{Be}^{*(1)}(2\alpha)$ 是与干净聚变能源相关的主反应道. 实验结果显示, 居间核 ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ 衰变成两个 α 粒子的连续能谱呈马鞍型分布. 三体级联衰变连续能谱的 Monte-Carlo 模拟程序计算表明: 沿居间核 ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ 运动方向 α 发射强度增强的各向异性分布, 能较好地解释所有实验事实. 揭示 $p + {}^{11}\text{B}$ 核反应中 ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ 核 α 衰变各向异性发射. 造成各向异性发射的物理机制有待于进一步研究.

参考文献 (References)

- 1 Rosloker N et al. Science, 1997, 278:1419
- 2 YUAN Jian, LI Hui, SUN Zu-Xun et al. Chinese Journal of Nuclear Physics, 1996, 18(1):21—27
- 3 LIN Er-Kang, WANG Chang-Wan, YUAN Jian et al. Chin. Phys. Lett., 1998, 15(11):796—798
- 4 YUAN Jian, LIU Xiao-Dong, XU Guo-Ji et al. Atomic Energy Science and Technology, 1998, 32(2):140—145(in Chinese)
(袁坚, 刘晓东, 许国基等. 原子能科学技术, 1998, 32(2):140—145)

Monte-Carlo Simulation and Analysis of the Spectrum of $p + {}^{11}\text{B}$ Three-Body Sequential Decay *

LI Cheng-Bo^{1,1)} YUAN Jian¹ LIN Er-Kang³ ZHANG Pei-Hua² MENG Qiu-Ying¹

1(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

2(Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

3(Institute of Physics, AS, Taipei 11529)

Abstract The new experimental data of ${}^{11}\text{B}(p, \alpha_1){}^8\text{Be}^{*(1)}(2\alpha)$ three-body decay show that the continuous α spectrum of the two alpha particles produced by the intermediate nuclear ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ looks like a saddle type distribution. To explain the experimental facts, we have written a Monte Carlo simulation program to the $p + {}^{11}\text{B}$ reaction. The calculation results of the program indicate that the anisotropy distribution emission of the decay alpha particles produced by ${}^8\text{Be}^{*(1)}$ can give a satisfying explanation to the experimental spectrum.

Key words Monte-Carlo simulation, anisotropy, three-body decay

Received 20 December 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19875080)

1) E-mail: lcb@iris.ciae.ac.cn