

25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 破裂反应的 α 碎片发射*

李智焕 叶沿林 陈陶 江栋兴 华辉 李湘庆 王全进 葛榆成
庞丹阳 狄振宇

(北京大学物理学院技术物理系 北京 100871)

靳根明 肖国青 郭忠言 肖志刚 王宏伟 张保国 吴和宇
李加兴 孙志宇 詹文龙

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

摘要 测量了在 25MeV/u ${}^6\text{He}$ 轰击 ${}^9\text{Be}$ 靶的破裂反应产生的 α 碎片双微分截面及角分布,并在 Serber 模型的框架下计算了在破裂反应中衍射破裂与擦去过程的贡献,并对结果进行了讨论.结果表明基于包含衍射破裂和擦去过程的 Serber 模型可以对 ${}^6\text{He}$ 的直接反应进行较好地描述,擦去过程的贡献远大于衍射破裂的贡献.相对于 ${}^6\text{Li}$ 而言, ${}^6\text{He}$ 较大的去 2n 微分截面源于它的弱束缚特性.

关键词 中子晕核 破裂反应 衍射破裂 擦去过程

1 引言

近十年来,为了深入了解 ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ 等中子晕核特有的核心与价中子之间弱束缚的集团结构,人们开展了大量的实验和理论工作.实验上已经对一系列晕核在不同能区与不同的靶核作用的反应总截面进行了系统的测量^[1,2],给出了相应的核物质分布.但更细致的观测量的数据还十分缺乏.去 2n 反应是双中子晕核最强的反应道之一^[3],对它的研究可以提供晕核内部物质分布和结构及不同反应道的相对强度等信息.

作为最轻的中子晕核, ${}^6\text{He}$ 在中子晕结构的研究中具有很大的优越性:人们对 α -n, n-n 相互作用已认识的比较清楚,从各种不同的三体微观模型中可以得到相应的波函数.这样在它的反应机制研究中可以排除由于核心的复杂性带来的不确定性,从而得到更精确的中子晕结构信息.

本文报道了 25MeV/u 的 ${}^6\text{He}$ 轰击 ${}^9\text{Be}$ 后产生的 α

碎片的实验双微分截面,提取了破裂反应 α 碎片的角分布,并在 Serber 模型的框架下用衍射破裂和擦去过程对实验结果进行了初步的理论解释.

2 实验方法和结果

实验是在兰州重离子加速器国家实验室(HIR-FL)进行的.由重离子加速器加速的 50MeV/u ${}^{13}\text{C}$ 束流,入射到 2000 μm 的 Be 靶上产生破裂反应,破裂产物经放射性束流线 RIBLL⁴ 的分离和纯化,得到 25MeV/u 的 ${}^6\text{He}$ 束流并入射到 200 μm 的 ${}^9\text{Be}$ 靶上产生反应.在 RIBLL 的 T1 和 T2 处放置了 200 μm 的塑闪,用于测量粒子在 T1 和 T2 之间的飞行时间(TOF)及在 T1, T2 上的能损(ΔE),用以鉴别束流碎片.在入射束流中除了 ${}^6\text{He}$ 外还有 ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{Li}$ 和 ${}^3\text{He}$ 等粒子,可通过 TOF- ΔE 关联选取不同的入射粒子.

实验装置及布局如图 1 所示,靶前放置两个低气压多丝正比室(LPMWPC)⁵ 用于测量入射束流的

2002-02-20 收稿

* 国家重点基础研究发展规划(G2000077400)资助

方向和位置. 反应产物由靶后 6 套望远镜系统进行探测鉴别. 每套望远镜系统由一片位置灵敏硅探测器 (PSD)^[6] (厚度为 $320\mu\text{m}$ 、有效面积为 $45\text{mm} \times 45\text{mm}$)、一片大面积硅探测器 (厚度为 $250\mu\text{m}$ 、直径为 45mm) 及一块 CsI(Tl) 闪烁体探测器 (厚度为 250mm , 直径为 45mm , 用光二极管读出) 组成.

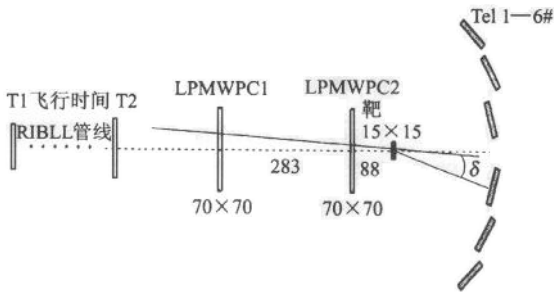


图 1 探测器布局图
标注的尺寸单位为 mm.

整个实验过程中用 Scaler 插件记录了 LPMWPC2 两个位置路的符合信号作为入射粒子总数 N' . 在实验中, 定时求出打到靶上的粒子数与 LPMWPC 探测到的粒子数的比例系数 ϵ , 得到靶上的入射粒子总数 $N = N' \times \epsilon$. 具体分析详见文献[5]. 由于实验条件的变化, 用这种方法确定的 N 可能存在较大的系统误差, 但这不影响下面介绍的谱形状分布.

由于实验中入射束流的斑点和发散度较大, 即使是对望远镜的同一位置所张的立体角, 也随入射束流在靶上的位置和入射方向及出射粒子方向的不同而不相同. 为了综合考虑这些因素, 我们选取 LPMWPC2 触发的事件作为入射束流样本, 用蒙特卡罗方法进行了模拟, 图 2 给出在本实验中一个望远镜探测到的散射角与接收立体角的关系的模拟结果.

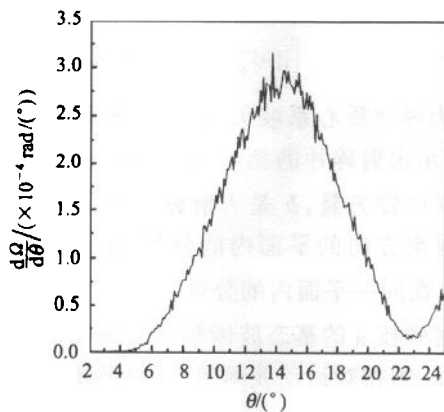


图 2 散射角与立体角的关系

图 3 给出前角度望远镜探测到的 ${}^6\text{He}$ 在 ${}^9\text{Be}$ 靶

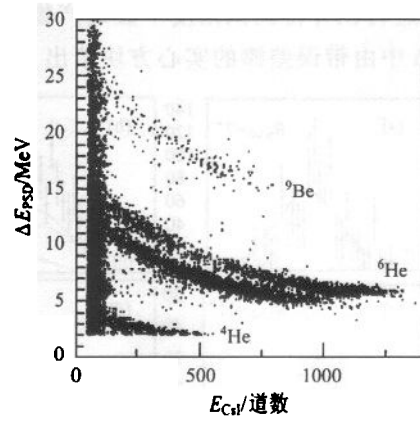


图 3 ${}^6\text{He}$ 的反应产物的 $\Delta E_{\text{psd}} - E_{\text{CsI}}$ 二维关联图

上的反应出射产物的 $\Delta E_{\text{psd}} - E_{\text{CsI}}$ 二维关联图, 可以看到 ${}^4\text{He}$ 与 ${}^6\text{He}$ 的同位素得到很好地鉴别.

作为例子, 图 4 给出出射角为 $9^\circ \pm 0.5^\circ$ 范围的 α 碎片能谱. 碎片能量由望远镜中 3 个探测器能量之和得到. 可以看到破裂 α 碎片在单核子能量与入射粒子单核子能量相同的地方成峰. 其他非直接反应过程如统计蒸发、预平衡发射等产生的 α 粒子构成平滑的连续谱. 由直接反应产生 α 碎片的截面随角度增大下降很快, 到 20° 以上, 它已经被淹没在连续谱背景中. 连续谱随能量的变化可近似用直线进行描述. 对各个角度的能谱按直线加高斯函数进行最小二乘拟合, 在图中以实线表示.

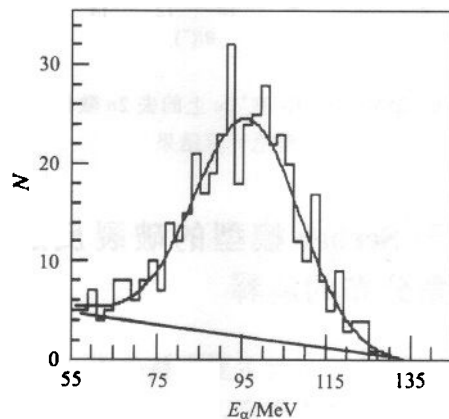


图 4 $\theta_0 = 9^\circ$ 时连续谱的拟合

为了便于同描写直接反应的破裂反应理论计算进行比较, 对某一散射角的能谱, 直线下方的部分作为连续谱背景在能谱中扣除. 为了保证每个散射角的能谱有足够的统计, 对散射角进行适当的并道: $9^\circ, 11^\circ, 13^\circ$ 取 $\Delta\theta = \pm 0.5^\circ$; $5^\circ, 7^\circ, 15^\circ, 17^\circ$ 取 $\Delta\theta = \pm 1^\circ$. 图 5 给出了通过上述方法得到的破裂 α 碎片的实验双微分截面, 误差棒表示统计误差. 对所有 α

碎片能量进行积分得到该角度下破裂产物的微分截面,在图 6 中由带误差棒的实心方块给出.

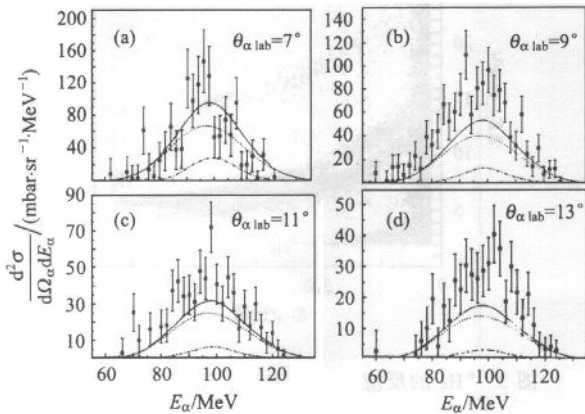


图 5 25 MeV/u ${}^9\text{He}$ 轰击 ${}^9\text{Be}$ 靶反应出射的 α 碎片的实验双微分截面与 Serber 模型计算结果的比较
图中曲线的含义见文中第 3 部分.

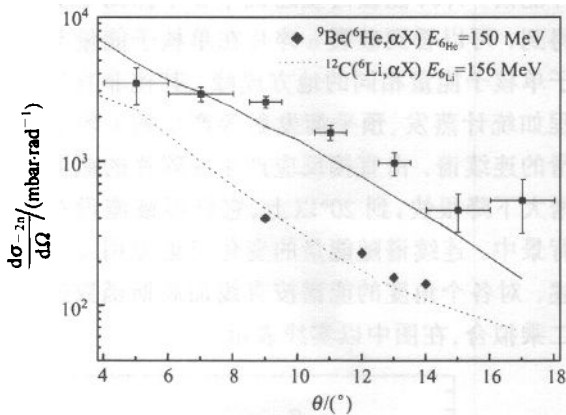


图 6 25 MeV/u ${}^6\text{He}$ 在 ${}^9\text{Be}$ 上的去 2n 微分截面及理论计算结果

3 基于 Serber 模型的破裂反应 α 碎片角分布的解释

核反应的直接过程主要由核作用、库仑作用及核与库仑作用的相干决定,对于轻的反应体系后两项贡献很小,核过程起主要的作用.

目前对弱束缚核的破裂过程的理论描述主要基于 Serber 模型框架.该模型假定弹核的集团之间是弱束缚的,直接反应可以由几个相对独立的集团与靶核之间的相互作用进行描述. Serber 模型最早用于解释氦核的破裂反应^[7],后来推广至 ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ 等轻碎片的破裂过程^[8].而中子晕核的核心与外围价中子的分离能比氦核的分离能更小,因此这个模型很自然地用来研究晕核的破裂,对 ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ 的总截

面及中子的角分布^{9,10}的计算能很好地重现实验结果.随着晕核结构研究的深入,在模型中引入由少体微观模型得到的波函数及更精确的现实核子相互作用势进行描述^[11],计算结果再现了 ${}^{11}\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^6\text{He}$ ^[12,13]等核的动量分布.

本文为了初步解释实验结果及考察对晕核破裂机制起作用的主要的物理量,采用相对简单的 Serber 模型^[9]进行计算.

按 Serber 模型,核心和外围价中子与靶核的相互作用由一个分布函数 $\omega(b)$ 来描述,它仅依赖于碰撞参数 b .破裂反应有两个主要的过程:衍射破裂和擦去过程.衍射过程中弹核在靶核作用下产生弹性破裂,弹核的两个集团飞出:在擦去过程中弹核的一个集团与靶核发生很强的非弹性碰撞,另一个集团与靶核作用后飞出.

假设弹核 a 由 a_1 和 a_2 两个相互束缚很弱的集团构成, A_T 表示靶核,则对于衍射破裂反应有

$$a(a_1 + a_2) + A_T \rightarrow a_1 + a_2 + X, \quad (1)$$

对于擦去有

$$a(a_1 + a_2) + A_T \rightarrow a_1 + X, \quad (2)$$

对 ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})X$ 反应, $a = {}^6\text{He}$, $a_2 = {}^4\text{He}$, $a_1 = n + n$, $A_T = {}^9\text{Be}$, X 为反应末态的其他部分.由于通常两种过程的贡献差别很大,可以忽略这两种过程之间的干涉,从而去 2n 破裂反应双微分截面可以写为衍射破裂过程和擦去过程的截面之和

$$\frac{\sigma_{-2n}^2}{d\Omega_2 dE_2} = \frac{\sigma_D^2}{d\Omega_2 dE_2} + \frac{\sigma_S^2}{d\Omega_2 dE_2}, \quad (3)$$

式中 D 表示衍射破裂过程, S 表示擦去过程,下角标 2 表示 a_2 集团.弹核与靶核发生衍射破裂过程的振幅可以写为

$$f_D(\mathbf{q}, \mathbf{Q}) = \frac{ik}{2\pi} \int db \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}) \times \int d\mathbf{r} \phi_0^*(\mathbf{r}) \omega_D(\mathbf{b}) \phi_0(\mathbf{r}), \quad (4)$$

其中 k 为弹核质心系波矢, \mathbf{q} 表示散射后的波矢改变, \mathbf{Q} 表示出射碎片的相对波矢, $\mathbf{r} (= \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ 是碎片的相对位置矢量, \mathbf{b} 是入射弹核的径向矢量在垂直于入射束方向的平面内的分量, \mathbf{b}_1 , \mathbf{b}_2 分别为碎片 1 和 2 在同一平面内的分量. $\phi_0(\mathbf{r})$ 和 $\phi_0^*(\mathbf{r})$ 分别表示入射弹核 a 的基态波函数和弹核破裂成两块碎片 a_1 和 a_2 的相对运动波函数,这些波函数依赖于 a_1 和 a_2 的核相互作用的形式.在本文中 ${}^6\text{He}$ 采用双中子模型描述,其基态波函数取零程相互作用波函数.这样基态波函数可写为

$$\phi_0(r) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \frac{\exp(-\alpha r)}{r}, \quad (5)$$

破裂后的两个碎片的相对运动波函数则视为相对波矢为 Q 的平面波函数和对应于零程势场下的 s 态散射波函数之叠加,

$$\phi_Q(r) = \exp(iQ \cdot r) - \frac{1}{\alpha - iQ} \left[\frac{\exp(-iQr)}{r} \right], \quad (6)$$

参数 α 与 $a_1 + a_2$ 体系的分离能 ϵ 有关, $\alpha = \sqrt{2\mu\epsilon/\hbar^2}$, μ 为 $a_1 + a_2$ 体系的约化质量. 分布函数

$$\omega_D(b) = \omega_1(b_1) + \omega_2(b_2) - \omega_1(b_1)\omega_2(b_2), \quad (7)$$

ω_1 和 ω_2 体现了靶核对集团 a_1 和 a_2 的相互作用, 当碰撞参数大于核力的力程时, 它们的值变为零. 分布函数可由弹核中的集团与靶核的弹性散射振幅 $f(q)$ 经二维傅立叶变换到坐标空间得到, 考虑到核表面弥散, 分布函数可写为

$$\omega_i(b_i) = \frac{1}{2\pi k_i} \int d\mathbf{q} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}_i} f_i(\mathbf{q}) \approx \left[1 + \exp\left(\frac{b_i - R}{\Delta}\right) \right], \quad (8)$$

其中 q 表示动量, R 表示核半径, Δ 表示核表面的弥散度.

衍射破裂的三微分截面由下式给出:

$$\frac{d^3\sigma_D}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2} = \frac{\mu}{(2\pi)^3 \hbar^3} \frac{k_1 k_2}{k} |f_D(\mathbf{q}, \mathbf{Q})|^2, \quad (9)$$

其中 Ω_1, Ω_2 表示出射碎片 a_1 和 a_2 的立体角, E_2 表示 a_2 的出射能量, k_1, k_2 分别为碎片 a_1 和 a_2 的波矢. 对上式的 Ω_1 进行积分可以得到碎片 a_2 的双微分截面.

根据 Serber 模型, 擦去过程的微分截面可以写为

$$\frac{d^2\sigma_S}{d\Omega_2 dk_2} = \frac{1}{2\pi} \int [|G_1(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1)|^2 + |G_2(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1)|^2] db_1, \quad (10)$$

式中 $G_1(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1), G_2(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1)$ 均表示出射碎片 2 具有波矢 \mathbf{k}_2 , 并且集团 a_1 位于 \mathbf{r}_1 处时的概率振幅; 但在 $G_2(\mathbf{k}_2, \mathbf{r}_1)$ 中忽略了集团 a_1 与靶核的相互作用. 它们的具体表达式详见文献[9].

公式(10)中对 \mathbf{k}_2 的微分可由动力学关系转换成对 E_2 的微分, 这样就得到碎片 a_2 的擦去过程的双微分截面.

由以上所述理论, 对 25MeV/u ${}^6\text{He}$ 入射到 ${}^9\text{Be}$ 上产生的 α 碎片角分布进行了计算. 计算中的可调参

数为 R 和 Δ 值. Δ 按通常的取法取为 0.5fm, $R = r_{OT} * A_T^{1/3} + R_p$, 对靶核 $r_{OT} = 1.2\text{fm}$, 对弹核 $R_p = 2.40\text{fm}$, 与 ${}^6\text{He}$ 的 rms 半径接近. 图 5 中给出部分实验双微分截面与计算值的对比, 点划线与虚线分别为衍射破裂与擦去过程的计算结果, 实线为以上两种结果之和. 值得指出的是, 在理论描述中采用的核作用势过于简单; 并且在 ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 体系中弹核和靶核的半径大小相近时, $\omega(b)$ 的表达式中 R 的物理意义并不太明确, 为了得到更准确的相互作用, 应采用基于核子-核子相互作用的表达方式. 尽管如此, 计算结果在一定程度上再现了实验能谱的形状, 这表明 Serber 模型对晕核破裂的描述抓住了破裂过程的主要物理图像. 图 6 中给出计算的破裂 α 碎片的角分布, 在图中同时给出相近能区 ${}^6\text{Li}$ 在 ${}^{12}\text{C}$ 靶上破裂的 α 碎片微分截面^[14] 及 Serber 理论计算的结果(点虚线), 计算中半径 R_p 取为 2.3fm, 与实验半径相近, $\Delta = 0.5\text{fm}$. 可以看到 ${}^6\text{Li}$ 的破裂 α 碎片截面比 ${}^6\text{He}$ 小很多. 根据 Serber 理论, ${}^6\text{Li}$ 在 ${}^{12}\text{C}$ 靶上的破裂反应 α 碎片的微分截面与 ${}^9\text{Be}$ 靶相比, 在同一角度大 10% 左右^[8], 即靶的改变对截面影响不大. 因此对于 ${}^9\text{Be}$ 靶, 在相近能区 ${}^6\text{He}$ 的破裂反应截面比 ${}^6\text{Li}$ 大得多. 比较这两个核的性质: ${}^6\text{Li}$ 的氦核分离能为 1.47MeV, ${}^6\text{He}$ 的两中子分离能 0.97MeV; ${}^6\text{He}$ 的半径为 2.48fm, ${}^6\text{Li}$ 的半径为 2.32fm, 它们的半径相近. 计算显示, 相对于 ${}^6\text{Li}$ 而言, ${}^6\text{He}$ 很大的破裂截面主要来源于很低的两中子分离能, 半径的差异带来的影响相对较小.

计算表明在破裂反应中擦去过程的截面比衍射破裂的截面要大得多, 单举的碎片分布反映的是这两种效应之和. 因此仅凭单举碎片的分布并不能得到更详细的相关信息. 从实验测量的角度考虑, 用关联技术去区分衍射破裂和擦去过程是有意义的, 例如衍射破裂过程可以通过中子与碎片符合测量提取. 因此测量与中子符合的碎片分布, 将有利于检验理论模型, 进而提取更精确的内部结构信息.

4 总结

在 25MeV/u ${}^6\text{He}$ 轰击 ${}^9\text{Be}$ 靶产生的反应中, 测量了 α 碎片的双微分截面, 提取了破裂反应产生的 α 碎片的角分布, 并在 Serber 模型框架下, 计算了破裂反应产生的 α 碎片的双微分截面, 及破裂 α 碎片的角分布. 结果表明基于 Serber 模型的衍射破裂和擦去过程的理论在一定程度上可以对 ${}^6\text{He}$ 的直接反应

进行描述,擦去过程的贡献远大于衍射破裂的贡献. 相对于 ${}^6\text{Li}$ 而言, ${}^6\text{He}$ 的较大的去 $2n$ 微分截面源于它的弱束缚特性.

作者感谢兰州近物所加速器和 RIBLL 束流线运行、探测器制备及 NIM 库等良好的技术支持.

参考文献 (References)

- 1 Tanihata I, Hamagaki H, Hashimoto O et al. Phys. Lett., 1985, **B160**:380
- 2 Ozawa A, Tanihata I, Kobayashi T et al. Nucl. Phys., 1996, **A608**:63
- 3 Kobayashi T, Shimoura S, Tanaka I et al. Phys. Lett., 1989, **B232**:51
- 4 SUN Zhi-Yu, ZHAN Weng-Long, GUO Zhong-Yan et al. Chin. Phys. Lett., 1998, **15**:790
- 5 LI Zhi-Huan, CHEN Tao, YE Yan-Lin et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**(9):964 (in Chinese)
(李智焕,陈陶,叶沿林等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(9):964)
- 6 CHEN Tao, LI Zhi-Huan, YE Yan-Lin et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2003, **27**(1):72 (in Chinese)
(陈陶,李智焕,叶沿林等. 高能物理与核物理, 2003, **27**(1):72)
- 7 Serber R. Phys. Rev., 1947, **72**:1008
- 8 Sitenko A G, Polozov A D, Evlanov M V. Nucl. Phys., 1985, **A441**:122
- 9 Banejee P, Shyam R. Nucl. Phys., 1993, **A561**:112
- 10 Bhagwat A, Gambhir Y K, Patil S H. Eur. Phys. J., 2000, **A8**:511
- 11 Arai K, Descouvemont P, Baye D. Phys. Rev., C 2001, **63**:044611
- 12 Hencken K, Bertsch G, Esbensen H. Phys. Rev., 1996, **C60**:3043
- 13 Hencken K, Bertsch G, Esbensen H. Nucl. Phys., 1999, **A654**:669c
- 14 Neumann B, Rebel H, Buschmann J et al. Z. Phys., 1980, **A296**:113

α Fragment Emission in 25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ Break-up Reaction*

LI Zhi-Huan YE Yan-Lin CHEN Tao JIANG Dong-Xing HUA Hui LI Xiang-Qing
WANG Quan-Jin GE Yu-Cheng PANG Dan-Yang DI Zhen-Yu

(Department of Technical Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

JIN Gen-Ming XIAO Guo-Qing GUO Zhong-Yan XIAO Zhi-Gang WANG Hong-Wei
ZHANG Bao-Guo WU He-Yu LI Jia-Xing SUN Zhi-Yu ZHAN Wen-Long

(Institute of Modern Physics, The Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract Energy and angular distributions of α fragments produced in 25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ break-up reaction were measured. We calculated double differential cross section and angle distribution of ${}^4\text{He}$ fragment for ${}^6\text{He}$ breakup reaction in terms of direct process theory including nuclear diffraction dissociation and stripping process based on Serber model. The influence of the diffraction dissociation and abrasion process to the break-up reaction is investigated by the Serber model. The theoretical analysis indicates that the large breakup cross section of ${}^6\text{He}$ comes mainly from the low two-neutron separation energy, but the difference of radius size between ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$ has small influence on the results.

Key words neutron-halo nuclei, break-up reaction, diffraction dissociation, abrasion process

Received 20 February 2002

* Supported by Major State Basic Research Developing Program (G2000077400)