

25MeV/u ${}^6\text{He}$ 在 ${}^9\text{Be}$ 靶上引起的双中子转移*

葛愉成^{1;1)} 叶沿林¹ 郑涛¹ 王全进¹ 李智焕¹ 李湘庆¹ 江栋兴¹

A. Ozawa² Y. Yamaguchi² C. Wu² R. Kanungo² D. Fang² I. Tanihata²

1 (北京大学技术物理系, 教育部重离子物理开放实验室 北京 100871)

2 (RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan)

摘要 报道了经仔细设计的 150MeV ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 实验, 并在质心系大角度处测量 ${}^{10}\text{Be}$ 和 ${}^{11}\text{Be}$ 同位素产物的实验数据. 鉴别得到相应于单中子转移的 371 个 ${}^{10}\text{Be}$ 事件, 同时观测到了相应于双中子转移的 5 个 ${}^{11}\text{Be}$ 事件. 由此得到相应微分截面分别为 $(0.11 \pm 0.02)\text{mb/sr}(\theta_{\text{cm}} \approx 137.4^\circ)$ 和 $(1.0 \pm 0.7)\mu\text{b/sr}(\theta_{\text{cm}} \approx 133.4^\circ)$, 结果表明在所研究的反应体系中, 单中子转移截面要比双中子转移截面约大 100 倍. 在 ${}^6\text{He}$ 由 ${}^5\text{He}-n$ 和 $\alpha-2n$ 组成的集团模型下, 利用零力程扭曲波玻恩近似(DWBA)的计算程序, 在数量级上重现了单、双中子转移反应的实验数据.

关键词 放射性束物理 双中子转移反应 微分截面 零力程扭曲波玻恩近似

1 引言

在放射性束物理中, ${}^6\text{He}$ 的“Borromean”结构是最令人感兴趣的问题之一. 1993 年 M. V. Zhukov 等^[1] 在处理 ${}^6\text{He}$ 晕核的基态结构时, 假定它是由一个 α 核芯和两个价中子构成, 并用集团轨道壳模型 COSMA (Cluster-Orbital Shell-Model Approximation) 计算表明, 在 ${}^6\text{He}$ 核中两个价中子存在两种结构形态 ($\alpha-2n$) 和 ($\alpha-n-n$), 并以双中子集团结构形态为主, 另一种形态仅占 12%—16%. 1997 年, W. Jurgen 等^[2] 研究认为, 要更好地解释 ${}^6\text{He}$ 的结合能, 除了 α 核芯加两个价中子结构之外, 还需再考虑 ${}^6\text{He}$ 的 t-t 结构. 在实验研究方面, 1998 年, G. M. Ter-Akopian 等^[3] 进行了用 151MeV ${}^6\text{He}$ 束轰击 ${}^4\text{He}$ 气体靶引起的弹性散射实验, 观测到在质心系大角度有异常增大的弹性散射截面. 该作者利用 ${}^6\text{He}$ 的 $\alpha-2n$ 集团模型, 考虑弹靶间的双中子转移, 较成功地重现了实验数据. 但是, 2000 年 K. Rusek 等^[4] 用耦合加分立化连续道 CDCC (Coupled-Discretized-Continuum Channels) 方法计算表明, 只要考虑 ${}^6\text{He}$ 破裂阈值以上

0.825MeV 共振态 ($L = 2, E^* = 1.80\text{MeV}$) 对弹性散射道的影响, 同样可以解释大质心角度区域弹散截面的增强, 表明在 151MeV ${}^6\text{He} + {}^4\text{He}$ 反应中双中子转移对大角度的贡献要小得多. R. Wolski 等^[5] (1999 年) 用逆运动学方法同时测量了 25MeV/u ${}^6\text{He} + p$ 反应体系的弹性散射、1n 和 2n 转移反应角分布. 该作者在单步有限力程扭曲波玻恩近似 (DWBA) 框架内对实验结果进行了分析, 并用弹散实验数据对入射道光学势参数进行了约束. 尽管单中子转移角分布计算结果还能较好地重现实验数据, 但对于双中子转移角分布, 理论计算与实验结果差别较大 (特别在大的质心系角度). 在低能区域和更重靶核情形, 1998 年 A. N. Ostrowski 等^[6] 发表的由 5.9MeV 入射能量引起的 ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ 反应体系中, 双中子转移到 ${}^{14}\text{C}$ 基态和 ${}^{14}\text{C}$ 的 $1^-, E^* = 6.098\text{MeV}; 0^+, E^* = 6.589\text{MeV}$ 和 $3^-, E^* = 6.728\text{MeV}$ 激发态的出射 α 粒子实验角分布 ($\theta_{\text{cm}} \leq 80^\circ$). I. V. Krouglov 等^[7] 的研究表明, 由 ${}^6\text{He}$ 这种束缚松散的原核引起的直接反应过程中, 考虑二阶甚至更高阶效应是必要的. 他们利用耦合反应道 CRC (Coupled

2003-04-16 收稿

* 国家重点基础研究发展规划 (G2000077400) 资助

1) E-mail: gyc@hep.pku.edu.cn

Reaction Channel)理论不仅较好地重现了 A. N. Ostrowski 等人的双中子转移反应角分布形状和截面绝对值,而且还研究了单步双中子转移及相继单中子转移两步过程的分别贡献,计算表明跃迁到 ^{14}C 的两个奇宇称态,相继两步过程占绝对优势,其微分截面较单步过程高 100—1000 倍,即使跃迁至余核 ^{14}C 的两个 0^+ 态,相继两步过程的贡献也不少于 50%.

本工作给出了利用 25MeV/u ^6He 轰击 ^9Be 靶引起单、双中子转移反应的实验结果. 实验中探测器的布置符合两体反应运动学的要求,对反应产物进行了仔细的鉴别,并从实验室前角度区测得 ^{10}Be , ^{11}Be 的同位素产物得到质心系大角度区单、双中子转移的微分截面. 用比较粗糙的零力程扭曲波玻恩近似的计算程序 DWUCK4^[8] 对实验数据进行分析,两者在数量级上是符合的.

2 实验方法和实验结果

实验是在日本理化学研究所(RIKEN)的 RIPS^[9] 上完成的. 图 1 是整个实验装置的示意图,25MeV/u ^6He 由 70MeV/u ^{13}C 束在初级靶 ^9Be 上发生碎裂反

应产生,并经过 D1 和 D2 两个偏转磁铁选择得到. 位于束流线焦点 F3 处靶室内 T1—T6 共 6 套探测器望远镜用于鉴别带电粒子产物. 平行板雪崩电离室 (PPAC1,2)以及置于 0° 的 CsI_0 (T1)对 ^6He 束流进行监测. 探测器及 ^{10}Be , ^{11}Be 鉴别的实验细节已经发表^[10]. 本文重点讨论 ^6He 束流定位及确定入射在 ^9Be 靶上的 ^6He 粒子数目等问题.

图 1 中的 6 套探测器望远镜 T1—T6 的放置角度是根据 25MeV/u ^6He 在与束流成 45° 角放置的 $100\mu\text{m}$ 厚 ^9Be 靶上发生双中子转移反应的两体运动学计算结果,如图 2 所示,即质心系出射角度与其实实验室系动能的变化关系确定的. 图 2 分别显示了 α 和 ^{11}Be 经靶、 $325\mu\text{m}$ 位置灵敏 Si 探测器 PSD (Position Sensitive Detector)以及 $325\mu\text{m}$ 半导体 Si 探测器 SSD (Silicon Semiconductor Detector)中的能量损失. 由于靶的倾斜,图只显示了 α 在上半平面出射而 ^{11}Be 在下半平面出射的情形. 考虑到出射粒子在不同角度能量差别很大以及硅探测器固有的能量阈和分辨率,必须综合采用不同实验方法(包括 $\Delta E-E$, $\text{TOF}-E$ 等)来鉴别反应产物. 整个探测器布局参见图 1 和表 1.

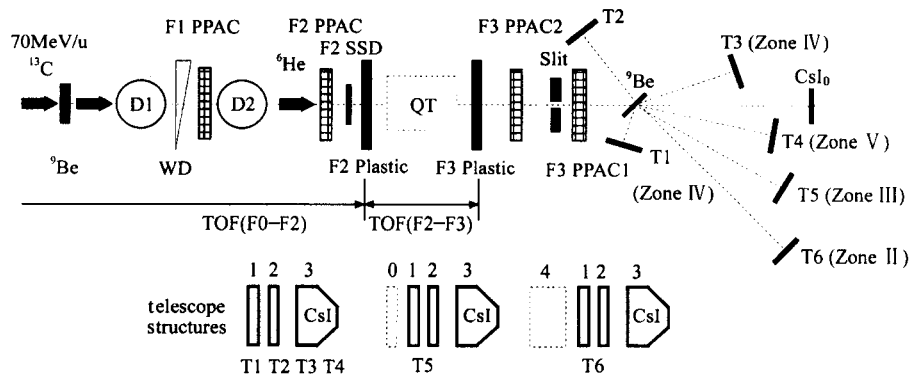


图 1 实验装置示意图(0-SSD₀, 1-PSD, 1-SSD, 3-CsI(T1), 4-PPAC3)

表 1 不同探测区域的粒子鉴别方法和所用的探测器

区号 Zone	^4He 质心系 角度	待鉴别粒子	鉴别方法	ΔE 探测器	E 探测器	TOF 探测器	望远镜组
I	$0^\circ-49^\circ$	^4He 单举 + 中子反符合	$\Delta E-E$	PSD	SSD		
II	$49^\circ-74^\circ$	^{11}Be 单举	$\text{TOF}-E$		PSD	PPAC3	T6
III	$74^\circ-111^\circ$	^{11}Be 单举	$\Delta E-E$	$100\mu\text{m}$ 薄 Si	PSD		T5
IV	$111^\circ-155^\circ$	$^4\text{He} + ^{11}\text{Be}$ 符合测量	$\Delta E-E$	PSD	SSD		T1 + T3
V	$155^\circ-180^\circ$	^{11}Be 单举	$\Delta E-E$	PSD	SSD		T4

在放射性束引起核反应的实验研究中,由于束流品质较差,往往在靶前放置 PPAC 或多丝正比室 (MWPC)对入射束流作逐个粒子定位以确定其入射

方向和轰击靶的粒子总数. 但在实验中发现当 ^6He 束流强度超过 10^5 particles/s 时,PPAC 位置信号产生的效率急剧下降到约 10%. 在这种条件下采取逐

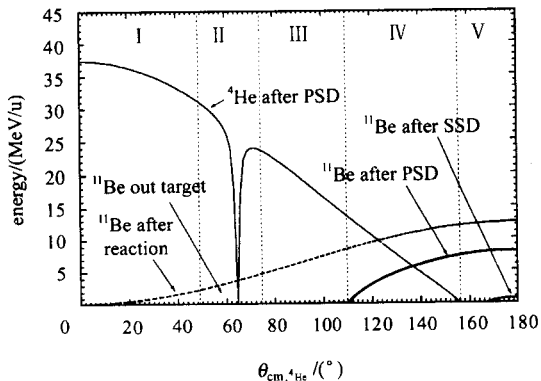


图 2 25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 双中子转移反应两体运动学
(靶与束流成 45° 放置, ${}^4\text{He}$ 在上半平面)

个粒子定位的实验方法是不可行的. 于是在靠近靶的 PPAC1 前面放置一个 $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ 的准直孔, 使通过该准直孔的 ${}^6\text{He}$ 都入射到了 ${}^9\text{Be}$ 靶上. 实验发现 PPAC 阳极信号产生的效率, 在 3×10^5 pps ${}^6\text{He}$ 轰击下仍然保持在高值且稳定, 因此若能确知其数值, 则从 PPAC1 的计数值 (入射粒子引起的计数, 扣除噪声) 可以计算得到入射到 ${}^9\text{Be}$ 靶上的 ${}^6\text{He}$ 粒子总数, 它是截面计算的重要数据. 在靠近束流的 T4 望远镜 SSD 能损和 CsI(Tl) 能量组成的散点图上选取 ${}^6\text{He}$ 同位素带作为总计数, 与相应的 PPAC1 时间谱中有效计数 (除了零道附近和最高道附近以外的计数) 之比值就可计算出 PPAC1 的计数效率. 这样计算得到的结果如图 3 中实点所示, 它围绕平均值 90.4% (虚线) 上下涨落, 可以相信这样得到的值比较真实地代表了 PPAC1 的计数效率. 另外束流的杂质或纯度及所选择的入射粒子 ${}^6\text{He}$ 占入射束流总数的比值

也是直接影响截面值和误差计算的重要数据. 图 4 是典型的入射粒子 ΔE -TOF 谱, 其中 TOF 是入射粒子从次级束流线焦点 F2 到 F3 的飞行时间 (ns), ΔE 是入射粒子在 F3 处塑料闪烁膜上的能量损失 (道址). 由图可见, 实验所需的 ${}^6\text{He}$ 是与杂质粒子很好

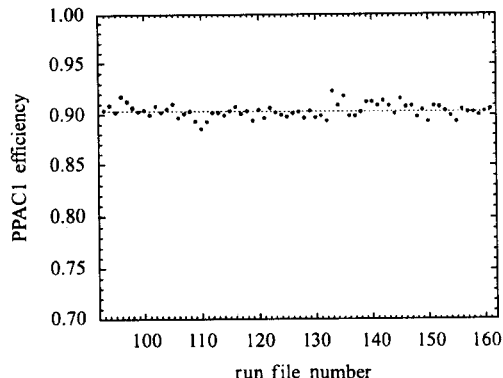


图 3 PPAC1 计数效率

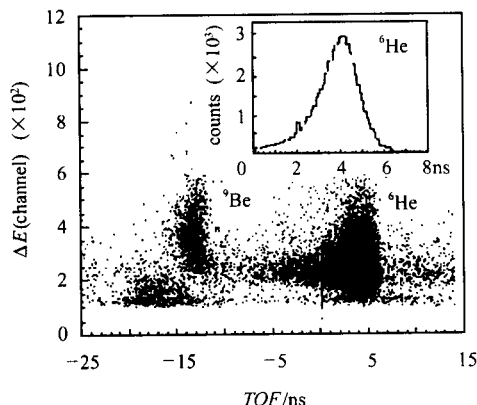


图 4 入射束流 ΔE -TOF 谱和 ${}^6\text{He}$ 的 TOF 谱

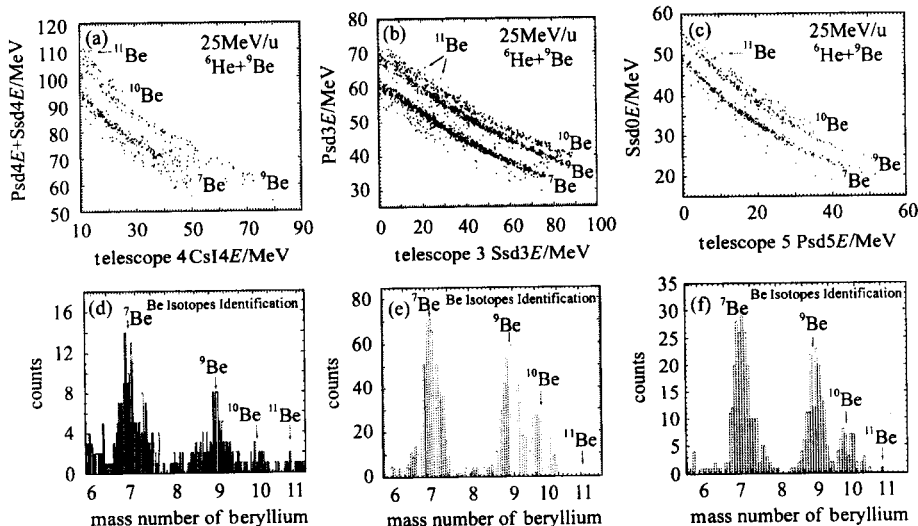


图 5 T4, T3, T5 望远镜中的 Be 同位素产物 (a), (b), (c) 和对应的质量谱 (d), (e), (f)

分开的. 入射束流中的杂质主要是 ^9Be , 约占3.4%. 如果选择图中 ^6He 的飞行时间范围 0.5—7ns, 则它们的总和约占入射粒子总数的 79.2%. 这样选择得到 ^6He 的飞行时间谱如图 4 中的小图所示, 谱形比较干净, 是我们在数据处理中入射束流选择条件之一.

图 5 显示 T4, T3, T5 望远镜探测到的 Be 同位素散点图及质量谱. 整个实验同时测量得到 5 个 ^{11}Be 和 371 个 ^{10}Be 事件, 它们分别被确定为双中子和单中子转移反应产物^[10].

图 6 中实点和空心点分别是扣除了本底后计算得到的质心系 3 个大角度处 ^{10}Be 及 ^{11}Be 的微分截面实验值. 图上只表明了截面值的统计误差. 由于没有很好的反应前入射粒子定位信号, 只能假设反应发生在靶的中心, 而 T3, T4, T5 望远镜探测器分别作为单个立体角处理, 这样导致很大的角度误差, 在质心系中大约为 $\pm 5^\circ$ — $\pm 10^\circ$. T3 号望远镜对应质心系角度处单、双中子转移反应微分截面实验值分别为 $(0.113 \pm 0.017)\text{mb/sr}$ (137.4°) 和 $(1.0 \pm 0.7)\mu\text{b/sr}$ (133.4°).

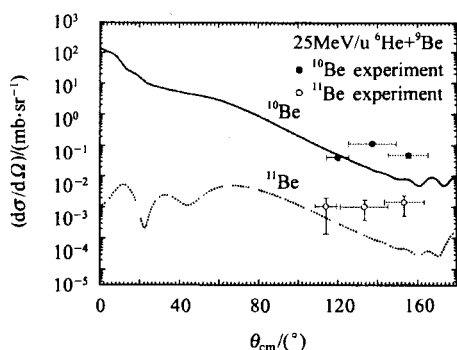


图 6 $^9\text{Be}(^6\text{He}, ^5\text{He})^{10}\text{Be}$ (●)和 $^9\text{Be}(^6\text{He}, \alpha)^{11}\text{Be}$ (○) 实验微分截面与 DWBA 计算比较

3 理论分析

作为实验结果的初步理论分析, 我们用零力程扭曲波玻恩近似计算程序 DWUCK4 计算 25MeV/u $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ 的单、双中子转移反应的微分截面, 并与实验数据作比较. 正如人们所熟知的, 对于 $A + a \rightarrow b + B$, 即由入射道 α 跃迁至 β 道的核反应过程, 扭曲波玻恩近似是基于对以下跃迁矩阵元的计算^[11]:

$$T_{\beta\alpha}(k_\beta, k_\alpha) = \langle \chi_\beta^{(-)}(k_\beta) \psi_\beta | W | \chi_\alpha^{(+)}(k_\alpha) \psi_\alpha \rangle = \iint d\mathbf{r}_\beta d\mathbf{r}_\alpha \chi_\beta^{(-)}(k_\beta, \mathbf{r}_\beta)^* (\psi_\beta | W | \psi_\alpha) \chi_\alpha^{(+)}(k_\alpha, \mathbf{r}_\alpha),$$

式中 $\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{k}_\alpha$ 和 $\mathbf{r}_\beta, \mathbf{k}_\beta$ 分别代表入射道和出射道内

(\mathbf{a}, A)和(\mathbf{b}, B)体系的相对坐标及波矢量, ψ_α 和 ψ_β 则是描写入射道和出射道的波函数. W 为剩余相互作用, 它可以分别在入射道 α 和出射道 β 内表示成 $V_\alpha - U_\alpha$ 和 $V_\beta - U_\beta$, 而 U_α 和 U_β 代表产生入(出)射道扭曲波波函数 $\chi_\alpha(k_\alpha, \mathbf{r}_\alpha)$ 和 $\chi_\beta(k_\beta, \mathbf{r}_\beta)$ 的光学势. 第二等式是明显地将核反应矩阵元 $(\psi_\beta | W | \psi_\alpha)$ 与扭曲波分开的表达式. $(\psi_\beta | W | \psi_\alpha)$ 又称作形状因子, 包含了有关核结构的信息, 圆括号表示对与 \mathbf{r}_α 和 \mathbf{r}_β 无关的所有变量的积分.

对于光学势的选取, 本文所研究的反应体系还没有光学势的实验数据报道. 对于入射道 150MeV $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ 的光学势, 我们采用双折叠模型的 DF POT 程序^[12]来计算其实部, 为此所用 ^6He 和 ^9Be 原子核的密度分布取自文献[13], 虚部势阱深度取实部的 20%, 半径参数和弥散参数与实部相同, 分别取为 1.274fm 和 0.927fm. 对于双中子转移反应的出射道 $^{11}\text{Be} + ^4\text{He}$, 用 Kawano 给出的计算程序^[14]得到相应的光学势参数. 而对于单中子转移反应的出射道 $^{10}\text{Be} + ^5\text{He}$, 该程序无法计算, 且无可用的参考数据, 但考虑到 ^5He 为共振态, 平均寿命约 $1.0 \times 10^{-21}\text{s}$, 假定 $^{10}\text{Be} + ^5\text{He}$ 的光学势参数可以用 $^{10}\text{Be} + ^4\text{He}$ 的光学势参数代替, 而后者也可用 Kawano 的程序计算. 表 2 给出本文用来计算扭曲波波函数的光学势参数. 我们注意到, 所用光学势参数存在明显的不确定性, 可靠的光学势参数应通过最佳拟合相应弹性散射角分布来确定. 但是, 目前除了在两三个能量点的 $^6\text{He} + \text{p}$ 和 $^6\text{He} + ^4\text{He}$ 等极少数体系光学势参数有所报道外, 本文所研究体系尚无弹散实验数据. 为检验光学势对质心系大角度微分截面值的影响, 改变入射道光学势虚部深度 $\pm 10\%$, 在其他参数不变的情况下, 双中子转移截面大约相应变化 -18% 和 $+24\%$, 而单中子转移截面大约相应改变 -7% 和 $+8\%$. 对于感兴趣的 $(d\sigma_{2n}/d\Omega)/(d\sigma_{1n}/d\Omega)$ 比值, 光学势不确定性的影响在某种程度是相抵消的.

在核跃迁矩阵元的计算中, 对于经单步转移反应进行的核反应 $A(\mathbf{a}, \mathbf{b})B$, 人们假定为

$$\mathbf{a} (= \mathbf{b} + \mathbf{x}) + A \rightarrow \mathbf{b} + B (= A + \mathbf{x}),$$

相应的相互作用矩阵元则可写成

$$(\psi_\beta | W | \psi_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int d\xi_\beta \psi_\beta^*(\mathbf{r}_{x\alpha}, \xi_x, \xi_A) \psi_\alpha^*(\xi_b) W \psi_A(\xi_A) \psi_\alpha(\mathbf{r}_{xb}, \xi_x, \xi_b),$$

式中 $J_{\beta\alpha}$ 是在把内部坐标 χ_β 变换成 $(\xi_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$ 时产生

的 Jacobian 行列式. 在出射道 β 中的剩余相互作用

$$W_{\beta} \equiv V_{bb} - U_{\beta} = V_{bx}(\mathbf{r}_{xb}, \xi_x, \xi_b) + \\ V_{bA}(\mathbf{r}_{bA}, \xi_b, \xi_A) - U_{\beta}(\mathbf{r}_{\beta}, \xi_b, \xi_B) \approx \\ V_{bx}(\mathbf{r}_{xb}, \xi_x, \xi_b).$$

对于轻弹核, V_{bA} 和 U_{β} 在相当程度上相互抵消, 后一等式近似成立. 核矩阵元 $(\psi_{\beta} | W | \psi_{\alpha})$ 的计算可以化为两个叠加函数 (ψ_B, ψ_A) 和 $(\psi_b, V_{bx} \psi_a)$ 的计算, 并在后一叠加函数的计算中引入零力程近似. 具体在我们研究反应的计算中, 假设弹核 ${}^6\text{He}$ 波函数为 $\alpha + 2n$ 的双中子集团波函数, 且 $2n$ 与 α 相对运动处于 S 态, 即轨道角动量 $l = 0$. 关于双中子转移反应剩余核 ${}^{11}\text{Be}$, 其内部结构尚不清楚. ${}^9\text{Be}$ 基态的自旋和宇称为 $3/2^-$, 按照传统的壳模型理论, 如果从 ${}^6\text{He}$ 中转移两个价中子分别占据 $1p_{3/2}$ 和 $1p_{1/2}$ 轨道, 则 ${}^{11}\text{Be}$ 基态的自旋和宇称为 $1/2^-$, 这与

实验结果 $1/2^+$ 不符. 因此, 我们假定后一个价中子被转移进入 ${}^{11}\text{Be}$ 的 $2s_{1/2}$ 轨道.

图 6 中的实线和虚线分别表示用 DWUCK4 程序计算的 25MeV/u ${}^6\text{He}$ 在 ${}^9\text{Be}$ 靶上产生单、双中子转移反应微分截面的结果. 应该承认, 这样的计算只能认作定性上的数量级估算. 并且除了大的质心系角度范围 $110^\circ - 155^\circ$ 有 3 个微分截面实验值以外, 其他角度, 特别在小角度范围内完全没有实验数据, 对理论计算失去更多的约束, 从而使得更仔细地调整光学势参数以更好地符合实验数据变得没有太大意义. 重要的是实验与理论计算都表明, 在 25MeV/u ${}^6\text{He}$ 轰击 ${}^9\text{Be}$ 引起的反应中, 大质心系角度双中子转移反应的微分截面要比单中子转移反应的微分截面小 2 个量级. 实验比值和理论计算比值分别为大约 1% 和 0.6%.

表 2 光学势参数

组号	入射能量/MeV	反应	入射道/出射道	V/MeV	r/fm	a/fm	W/MeV	r_w/fm	a_w/fm
A_1	150	${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{11}\text{Be}$	入射道	-167.5	1.274	0.927	-33.0	1.274	0.927
A_2		双中子转移反应	出射道	-169.5	1.37	0.56	-60.0	1.37	0.56
B_1	150	${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{10}\text{Be}$	入射道	-167.5	1.274	0.927	-33.0	1.274	0.927
B_2		单中子转移反应	出射道	-172.0	1.37	0.56	-56.0	1.37	0.56

4 结果讨论

首先, 按照一步转移的两体反应运动学计算, 设计了 25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 的实验, 并对反应产物进行了仔细的鉴别. 根据同时测得的大质心角度 ${}^{10}\text{Be}$ 和 ${}^{11}\text{Be}$ 同位素产物, 首次得到单、双中子转移反应的微分截面, 且两者的比值约为 $113/1.0 \approx 100$.

其次, 在 ${}^6\text{He}$ 由 ${}^5\text{He} + n$ 和 $\alpha + 2n$ 组成的两集团模型下, 利用零力程扭曲波玻恩近似, 对在 25MeV/u 能量下 ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{10}\text{Be}$ 和 ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{11}\text{Be}$ 反应的角分布进行了计算. DWUCK4 程序中的近似假设, 特别是零力程近似对约束松散的 ${}^6\text{He}$ 引起的反应、忽略各反应道之间的耦合以及所用光学势参数的不确定性等, 都很值得讨论和改进. 但是,

这样的计算同时从数量级上重现了单、双中子转移反应的实验数据, 支持了在 25MeV/u ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ 反应中实验上得到的 $(d\sigma_{2n}/d\Omega)/(d\sigma_{1n}/d\Omega) \approx 10^{-2}$ 的结果.

最后, 为了得到有关 ${}^6\text{He}$ 的内部结构信息, 从实验和理论两方面更深入地研究 ${}^6\text{He}$ 引起的直接反应, 尤其是转移反应过程是十分必要的. 在实验方面, 由于靶核性质对转移反应过程有重要影响, 有必要选择合适的靶, 并尽可能获得宽的质心系角度范围内微分截面值.

作者感谢日本理化学研究所回旋加速器所有工作人员提供的高品质 ${}^{13}\text{C}$ 束流, 感谢 RIKEN-RIBS 实验室给予的热情和帮助, 感谢刘祖华研究员和张焕乔院士在理论计算过程中给予的帮助.

参考文献 (References)

- 1 Zhukov M V et al. Phys. Rep., 1993, **231**(4):151
- 2 Jurgen W et al. Phys. Rev., 1997, **C55**:688
- 3 Ter-Akopian G M et al. Phys. Lett., 1998, **B426**:251
- 4 Rusek K et al. Phys. Rev., 2000, **C61**:034608
- 5 Wolski R et al. Phys. Lett., 1999, **B467**:8
- 6 Ostrowski A N et al. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1998, **24**: 1553—1559
- 7 Krouglov I V et al. Eur. Phys. J., 2000, **A8**:501—510
- 8 <http://spot.colorado.edu/~kunz/DWBA.html>
- 9 Kubo T et al. Nucl. Instr. And Meth., 1992, **B70**:309
- 10 GE Yu-Cheng, YE Yan-Lin, JIANG Dong-Xing et al. Chinese Physics Letters 2003, **20**(7):1034
- 11 Satchler G R. Direct Nuclear Reaction, New York: Oxford University Press, 1983, 205
- 12 Cookm J. Computer Physics Communication, 1982, **25**:125
- 13 Korshennikov A A et al. Nucl. Phys., 1997, **A617**:45
- 14 <http://art.aees.kyushu-u.ac.jp/members/kawano/study/opt1.html>

Two-Neutron Transfer Induced by ^6He Nuclear Beam at 25MeV/u on a ^9Be Target *

GE Yu-Cheng^{1,1)} YE Yan-Lin¹ ZHENG Tao¹ WANG Quan-Jin¹ LI Zhi-Huan¹ LI Xiang-Qing¹
JIANG Dong-Xing¹ A.Ozawa² Y.Yamaguchi² C.Wu² R.Kanungo² D.Fang² I.Tanihata²

1 (Department of Technical Physics and DOE key laboratory of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan)

Abstract 1n- and 2n-transfer reaction products ^{10}Be and ^{11}Be at large c.m. angles were measured in a specially designed set-up for the bombardment of ^9Be by ^6He at 150MeV. In total 371 ^{10}Be and 5 ^{11}Be events, corresponding to 1n- and 2n-transfer respectively were identified. The experimental differential cross-sections obtained are $0.11 \pm 0.02 \text{ mb/sr}$ ($\theta_{\text{cm}} \approx 137.4^\circ$) and $1.0 \pm 0.7 \mu\text{b/sr}$ ($\theta_{\text{cm}} \approx 133.4^\circ$) for 1n- and 2n-transfer, respectively. Such results indicate that the differential cross-section of 1n-transfer is about 100 times higher than that of 2n-transfer at large c.m. angle in the reaction studied. Calculation using zero range Distorted Wave Born Approximation (DWBA) for ^6He under ^5He -n and α -2n two-cluster models are performed and discussed.

Key words radioactive nuclear beam physics, two-neutron transfer reaction, differential cross section, zero range Distorted Wave Born Approximation

Received 16 April 2003

* Supported by Major State Basic Research Development Programme of China (G2000077400)

1) E-mail: gyc@hep.pku.edu.cn